

UNIVERSITÉ DE GENÈVE
Département de physique
nucléaire et corpusculaire

FACULTÉ DES SCIENCES

Professeur M. Martin

Analyse de la réaction

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Delta}(1236) \Delta(1236) A_{10} \text{ GeV/c}$$

THÈSE

présentée à la Faculté des sciences
de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de docteur ès sciences, mention physique

par

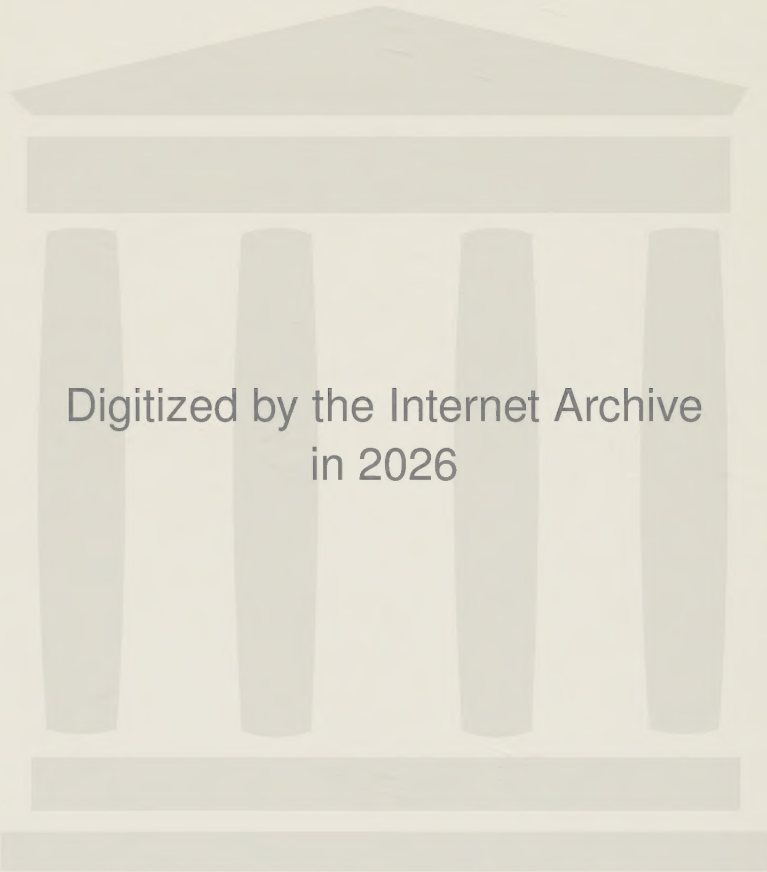
Rita BICHSEL-BALDI
de
Turin (Italie)

THÈSE No 1827



Juris Druck + Verlag Zurich
1978

1977



Digitized by the Internet Archive
in 2026

UNIVERSITÉ DE GENÈVE
Département de physique
nucléaire et corpusculaire

FACULTÉ DES SCIENCES

Professeur M. Martin

Analyse de la réaction

$\bar{P}P \rightarrow \bar{\Delta}(1236) \Delta(1236) A_{10} \text{ GeV/c}$

THÈSE

présentée à la Faculté des sciences
de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de docteur ès sciences, mention physique

par

Rita BICHSEL-BALDI
de
Turin (Italie)

THÈSE No 1827



Juris Druck + Verlag Zurich
1978

La faculté des sciences, sur le préavis de Messieurs M. MARTIN, professeur ordinaire et directeur de thèse, R. MERMOD, professeur ordinaire (Département de physique nucléaire et corpusculaire) et de Madame B. SCHREMPP, chargée de recherche (Département de physique théorique), autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

Genève, le 25 juillet 1977

Le Doyen:

Thèse No.1827

Bernard LEVRAT



A la fin de ce travail je tiens à remercier le professeur M. Martin, mon directeur de thèse, qui m'a accueillie dans son groupe de recherche et qui m'a permis d'accomplir cette thèse.

Je remercie le professeur R. Mermod, qui a bien voulu accepter d'être membre du jury.

Je désire exprimer ma gratitude au Dr. Barbara Schrempp, qui m'a bien aidée au cours des derniers mois de ce travail et qui a accepté de faire partie du jury.

Je remercie le Dr. Maria Kienzle-Focacci pour les conseils et les suggestions qu'elle m'a dispensés au cours du dépouillement des données.

Je remercie mes camarades P. Siegrist, T. Böhringer et A. Mermoud pour les discussions intéressantes que j'ai eues avec eux.

Je remercie également les techniciens de l'Université de Genève et les divers services du CERN qui ont contribué au bon déroulement de l'expérience.

Je remercie R. Schillsott qui, avec son air bourru et sa gentillesse, m'est souvent venu en aide.

Je tiens à exprimer ma gratitude à M. Bloch pour son aide lors de la frappe de ce manuscrit et pour la gentillesse qu'elle m'a toujours témoignée.

Je tiens à remercier en outre mon ami François Reuse pour sa compréhension et pour ses explications au cours de cette dernière année de travail, ainsi que mes amis Andreas Malaspinas et Maria Hadjopoulou, pour la gaie amitié que j'ai trouvée chez eux.

TABLE DES MATIERES

Chapitre I	- DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE	1
I.1	Schéma général du dispositif expérimental	
I.2	Le faisceau	2
I.3	Le télescope du faisceau	
I.4	La cible	3
I.5	Le "Bras avant"	
I.6	Le "Bras proton"	
I.6-1	Le système de mesure du temps de vol	4
I.6-2	Calcul de l'impulsion du proton	
I.6-3	Identification du proton de recul	
I.7	L'acquisition des données	5
I.8	Fonction de la PDP11/45 et de l'IBM 1800	6
Chapitre II	- SELECTION DES EVENEMENTS	8
	$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Delta}(1236) \Delta(1236)$	
II.1	Reconstruction des événements à "trois traces"	
II.1-1	Coupure géométrique	
II.1-2	Reconstruction cinématique	
II.2	Sélection des événements $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\pi^-\pi^-p$	10
II.2-1	Elimination du bruit de fond	
II.2-2	Ambiguïtés	11
II.3	Identification des événements $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Delta}(1236)\Delta(1236)$	12
Chapitre III	- ANALYSE DE LA REACTION	
	$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Delta}(1236)\Delta(1236)$	14
III.1	Analyse des distributions angulaires de désintégration	
III.2	Détermination de l'acceptance du dispositif expérimental	17

	III.2-1	Description du programme Monte Carlo	18
	III.3	Corrections d'acceptance	22
	III.4	Détermination des valeurs numériques des tenseurs statistiques T_M^J .	23
Chapitre	IV -	RESULTATS ET CONCLUSIONS	27
	IV.1	Calcul des valeurs des $\rho_{mm'}$ à partir des valeurs expérimentales des tenseurs statistiques T_M^J .	
	IV.2	Conclusions et remarques	32
Appendice	I-	Calcul de la distribution angulaire de l'anti-proton dans l'hypothèse d'une onde P_{33} pure.	
Appendice	2-	Calcul de la distribution angulaire de l'anti-proton venant de la désintégra- tion du Delta émis vers l'avant avec l'hypothèse d'un bruit de fond physique.	37

INTRODUCTION

Le travail de cette thèse est issu de l'analyse des données prises lors de l'expérience ''K STAR'' réalisée par un groupe de physiciens de l'Université de Genève.

La prise des données a eu lieu au CERN sur un faisceau secondaire du protosynchrotron, du mois d'août 1974 au mois de mai 1976.

Le but principal de l'expérience consistait à étudier la production du système $(k_S^0 \pi)$ dans la réaction

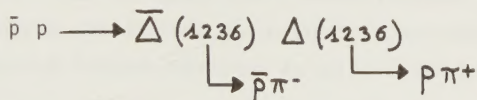
$$K^\pm p \rightarrow (k_S^0 \pi^\pm) p$$

L'impulsion du proton était mesurée par un système de temps de vol et par trois chambres proportionnelles multifils.

Par un système de chambres proportionnelles multifils nous mesurâmes les directions des trajectoires des particules chargées émises vers l'avant. L'absence d'aimant dans le dispositif expérimental garantissait une acceptance angulaire vers l'avant excellente.

Le faisceau n'étant pas séparé, nous avons pu étudier des réactions analogues mais avec des $\pi^\pm$ ou des $p(\bar{p})$ incidents.

Le travail de cette thèse est consacré à l'analyse de la réaction



à 10 GeV/c.

Notre analyse est particulièrement centrée sur l'étude des distributions angulaires de désintégration du $\bar{\Delta}(1236)$ et du $\Delta(1236)$. Ceci est intéressant car on peut en tirer de l'information sur le mécanisme de production et de désintégration de cette résonance.

Dans ce travail nous donnons une estimation expérimentale des valeurs des tenseurs statistiques simples T_{M0}^{J0} qui interviennent dans la distribution angulaire de désintégration de la résonance Delta.

En outre nous mettons en évidence l'effet d'un bruit de fond physique d'onde S dans la production de la résonance Delta.

Les valeurs expérimentales des tenseurs statistiques simples sont calculées dans deux systèmes de référence :

- Système de Gottfried-Jackson
- Système d'hélicité de voie S.

Nous trouvons par ailleurs que dans les deux systèmes la partie réelle de la matrice de densité ρ peut s'écrire de manière proportionnelle à la matrice identité.

Ceci nous suggère un mécanisme simple de production et de désintégration de la résonance Delta(1236).

Chapitre I - DESCRIPTION DE L' APPAREILLAGE

I.1 Schéma général du dispositif expérimental

Le spectromètre (fig.1) comprend quatre parties:

a) Un télescope de faisceau qui fournit la valeur et la direction de l'impulsion de la particule incidente et qui permet de l'identifier.

b) La cible à hydrogène liquide.

c)Le "bras avant" qui donne les directions des traces des particules chargées de l'état final, émise vers l'avant. L'absence d'aimants nous prive d'information sur la charge des particules.

d)Le " bras proton" . Il identifie le proton de recul et mesure son impulsion(module et direction).

Le référentiel attaché au spectromètre est défini de la manière suivante:

l'axe Oy le long de la ligne du faisceau, l'axe Oz vertical vers le haut, et l'axe Ox . Ces trois axes forment un système droit. L'origine est placée au second foyer théorique du faisceau, qui se trouve environ au centre de la cible.

I.2 Le faisceau

Le faisceau utilisé est un faisceau secondaire non séparé (p , k , π) du protosynchrotron du CERN. Son impulsion maximale est de 17 GeV/c environ. Durant toute la prise des données, l'impulsion du faisceau était de 10 GeV/c, avec une dispersion de ± 1.4 à 2.2 %. Les dimensions du faisceau à la cible étaient de 20 mm de largeur et de 24 mm de hauteur. La partie magnétique du faisceau est constituée de 5 dipôles (qui permettent la mesure de l'impulsion et l'obtention d'un faisceau monochromatique), de 7 quadrupôles pour la focalisation et d'un aimant de correction.

On peut travailler avec un faisceau positif ou négatif: Il suffit d'inverser la polarité de tous les aimants. L'identification des particules du faisceau se fait par des compteurs Cérenkov, standards CERN. On disposait de compteurs C_{π} pour identifier les π seuls et de compteurs $C_{\pi k}$ pour séparer les k et π des protons.

I.3 Le télescope du faisceau

Le déclenchement du système sur une particule incidente est fait à l'aide de 4 compteurs B_0 , B_1 , B_3 et S et d'un anti compteur A_0 placé devant la cible et muni d'une ouverture centrale pour le passage du faisceau.

La direction de la particule incidente est mesurée par 4 plans d'hodoscopes (2 horizontaux et 2 verticaux) assurant une résolution de 0.38 milliradians sur l'angle d'incidence. L'impulsion incidente est mesurée à l'aide de 2 plans d'hodoscopes H_{0x} et H'_{0x} , en tenant compte des caractéristiques spécifiques du faisceau.

I.4 La cible

Elle est constituée d'un tube de mylar de 120μ , de 4 cm de diamètre et de 53 cm de longueur, rempli d'hydrogène liquide à pression atmosphérique. Elle est placée dans une enceinte à vide et emballée de 40 couches de mylar aluminisé. Du côté où le proton de recul sort on a seulement 10 couches de mylar aluminisé. Cet emballage garantit l'isolation thermique de la cible. L'enceinte à vide, en aluminium, mesure environ $42 \times 42 \times 80 \text{ cm}^3$. Elle a une fenêtre en mylar pour le passage des particules en avant et une de côté pour le passage du proton de recul. Sa forme assure une large acceptance angulaire : angle azimutal $\phi = \pm 26^\circ$ pour le proton. En avant, $\theta = 15^\circ$ vu de l'arrière de la cible, et 21° de son centre.

I.5 Le "Bras avant"

Il est constitué de 4 chambres proportionnelles multifils qui permettent de reconstruire les directions des trajectoires des particules émises vers l'avant. L'absence d'aimant garantit une grande acceptance angulaire.

I.6 Le " Bras proton"

Il est placé de manière à détecter les particules émises dans un angle θ compris entre 39 et 70 degrés par rapport à la direction du faisceau et il a une acceptance azimutale $\Delta\phi/2\pi = 15 \%$.

I.6-1 Le système de mesure du temps de vol

La vitesse du proton de recul est mesurée par temps de vol (on abrège TOF pour "time of flight").

L'instant initial est donné par deux scintillateurs, les STARTS, placés juste devant la cible. Derrière les trois chambres du bras proton, un grand scintillateur de $1500 \times 1500 \times 15 \text{ mm}^3$ fournit le signal STOP.

I.6-2 Calcul de l'impulsion du proton

L'impulsion est calculée en utilisant le temps de vol du proton et la distance parcourue:

$$p = m\beta\gamma = m \frac{d}{c\tau_p} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{d^2}{c^2\tau_p^2}}}$$

Evidemment l'impulsion p ainsi calculée ne tient pas compte de la perte d'énergie du proton à travers l'air et les détecteurs.

Des corrections dues à cette perte d'énergie sont donc apportées à la valeur de l'impulsion. Les fig.2 et 3 montrent les résolutions respectivement pour la mesure du temps de vol et pour la mesure de l'impulsion.

I.6-3 Identification du proton de recul

Pour pouvoir discriminer parmi les trois particules possibles (p , k , π) le proton il nous faut une mesure de parcours. Pour ce faire, on a installé, derrière le compteur TOF, trois scintillateurs de dimensions identiques appelés

R_2 , R_3 et R_4 . Entre R_2 et R_3 il y a 20 mm d'absorbant (aluminium) et entre R_3 et R_4 il y en a 42 mm. Entre le compteur TOF(R_1) et R_2 il n'y a pas d'absorbant.

La table 1 montre la bande d'énergie mesurée pour un proton qui donne un signal dans un compteur et pas dans les suivants.

Les épaisseurs d'absorbant ont été choisies de manière à pouvoir séparer les protons des mésons π et k .

Dans la fig.4 on peut voir la vitesse en fonction de l'énergie pour les trois particules.

Il faut exiger que pour chaque bande d'énergie, la vitesse maximale du proton soit supérieure à la vitesse minimale d'une autre particule.

Les informations de ce système, indispensables pour la détermination de la masse manquante au proton, ne sont pas utilisées dans cette analyse. La contrainte de la balance d'énergie est en effet bien suffisante pour garantir la réjection des événements avec un π ou un k dans le bras proton.

I.7 L'acquisition des données

Toutes les quantités relatives à un événement sont digitalisées et stockées dans des mémoires, destinées à être lues par la calculatrice. Le dialogue entre l'électronique et la calculatrice est assuré par un système multiplexeur standard CAMAC. Deux calculatrices sont utilisées pour le traitement en ligne des données: une PDP11/45 et une IBM 1800. Les unités mémorisant l'information sont les suivantes:

- 4 unités de mémoire rapide (patterns units) pour stocker les signaux des photomultiplicateurs.

- Une unité de 4 compteurs qui comptent les π , k , p

incidents et le temps pendant lequel le système est prêt à recevoir un événement.

-12 ADC pour la mesure des amplitudes des signaux du TOF et des compteurs de range R_2 R_3 R_4

-8 TDC qui donnent la mesure du temps de vol.

-Les unités de codage des chambres proportionnelles.

Dès que toutes les unités de codage sont remplies, l'ensemble des informations est lu par la PDP11/45.

Quand la logique de décision a accepté un événement ,elle envoie un signal à la calculatrice pour faire démarrer le transfert. Un autre signal efface toutes les unités de mémoire à la fin de la lecture afin de remettre le système en condition de recevoir un autre événement.

1.8 Fonctions de la PDP11/45 et de l'IBM 1800

Pendant la durée d'une bouffée (environ 300 ms) la PDP fait l'acquisition de 220 événements qui sont emmagasinés dans le "buffer" d'événements.

Entre deux bouffées (2.2 à 2.5 s) la PDP reconstruit les traces dans le bras proton et dans le bras avant,tout en opérant les premiers rejets d'événements.

Au fur et à mesure que la PDP traite l'information , elle fait un transfert par bloc de 20 mots à l'IBM 1800.

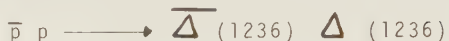
Celle-ci enregistre les informations dans son "buffer" d'événements et les écrit sur bande magnétique.

En plus de l'écriture sur bande des événements que la PDP lui transmet , la 1800 est responsable d'une série de con-

trols en ligne qui permettent de vérifier à tout moment l'état du système. Un échantillon d'événements est analysé par le programme KSTAR et gardé en mémoire . Lorsqu'on le désire on peut obtenir un diagnostic sur différentes parties de l'appareillage.

Pour une description plus détaillée du dispositif expérimental on renvoie le lecteur aux ref. 7, 8 et 16.

Chapitre II - SELECTION DES EVENEMENTS



Les événements $\bar{p} p \longrightarrow \bar{\Delta} (1236) \Delta (1236)$ sont caractérisés par 2 π , $1\bar{p}$, et 1 p dans l'état final.

Cela signifie, pour notre dispositif expérimental, 1 proton dans le bras proton et 2 π et 1 anti-proton dans le bras avant (voir fig.1).

Les candidats pour ce type de réaction doivent donc être cherchés parmi les événements dus à antiproton incident qui ont 3 traces chargées dans l'état final.

II.1 Reconstruction des événements à " trois traces "

Un événement à " trois traces " est défini par une particule dans le bras proton et trois particules chargées vers l'avant, sortant toutes du même vertex.

II.1-1 Coupure géométrique

Le vertex de la réaction est défini par l'intersection de la trace de l'antiproton incident avec la trace du proton de recul. Les trois particules qui sont émises vers l'avant doivent toutes provenir de ce même vertex. Pour nous assurer que cette condition est satisfaite on a fixé une coupure sur la distance de chaque trace vers l'avant du vertex proton-faisceau à 6 mm. La fig.5 montre la distribution de la distance des 3 traces en avant du vertex primaire.

II.1-2 Reconstruction cinématique

L'impulsion (valeur absolue et direction) de la parti-

cule incidente ainsi que sa masse nous est donnée par le télescope du faisceau. La valeur et la direction de l'impulsion du proton de recul nous sont données par les détecteurs du bras proton. En outre on connaît les directions des traces vers l'avant.

La conservation de l'énergie et de l'impulsion nous donne les contraintes:

$$E_{inc} + M_p = E_p + \sum_1^3 E_i \quad (II,1)$$

$$\vec{P}_{inc} = \vec{P}_p + \sum_1^3 \vec{P}_i \quad (II,2)$$

La relation (II,2) implique les trois conditions suivantes:

$$\begin{cases} P_{inc} \alpha_{inc} = P_p \alpha_p + \sum_1^3 P_i \alpha_i \\ P_{inc} \beta_{inc} = P_p \beta_p + \sum_1^3 P_i \beta_i \\ P_{inc} \gamma_{inc} = P_p \gamma_p + \sum_1^3 P_i \gamma_i \end{cases} \quad (II,3)$$

Où α, β, γ sont les cosinus directeurs des traces.

A l'aide des relations (II,3) on détermine les impulsions des particules. La contrainte (II,1) nous permet de vérifier si la balance d'énergie pour une certaine hypothèse de masse sur les traces est satisfaisante.

Pour chaque hypothèse on calcule en fait la quantité:

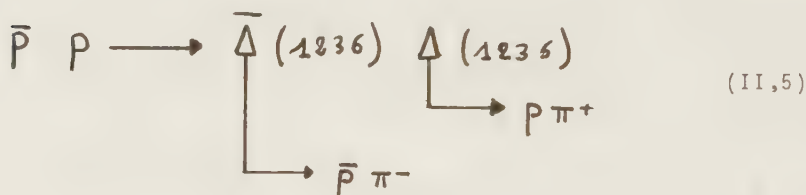
$$\Delta E = E_{inc} + M_p - E_{recul} - \sum_1^3 E_i \quad (II,4)$$

Si la valeur du ΔE tombe à l'intérieur de la coupure fixée, l'hypothèse est considérée comme correcte.

Les traces vers l'avant qui ont une très faible impulsion sont en général mal reconstruites. Pour cette raison on a éliminé de l'échantillon les événements dont l'impulsion de chacune des traces vers l'avant n'était pas plus grande que 150 Mev. Cela correspond au 2% du total des événements à trois traces.

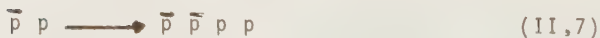
II.2 Sélection des événements $\bar{p} p \longrightarrow \bar{p} \pi^- \pi^+ p$

La sélection de ce type d'événements est indispensable parce que c'est parmi eux qu'on cherchera les candidats



II.2-1 Élimination du bruit de fond

Deux autres réactions dues à l'anti-proton incident peuvent produire 3 particules chargées vers l'avant dans l'état final:



Les hypothèses de masse qui sont reliées aux réactions (II,5),(II,6),(II,7) ont été vérifiées à l'aide de la contrainte de la conservation de l'énergie.

La coupure sur la quantité ΔE définie au par.II.1-2 est fixée à 40 Mev ($|\Delta E| \leq 40 \text{ Mev}$).

Les événements qui ont un ΔE satisfaisant pour plus d'une configuration constituent le 9% de l'échantillon et sont éliminés car ambigus.

Des événements qui restent, le 4% sont des candidats à la réaction (II,7), le 20% à la réaction (II,6) et le 76% à la réaction (II,5).

La coupure qui élimine les événements ambigus nous assure qu'il n'y a pas de contamination due aux réactions (II,6) et (II,7) dans notre échantillon.

Dans la fig.6 on voit la distribution en ΔE pour les événements ainsi sélectionnés.

Il reste un bruit de fond de l'ordre de 5% qu'on suppose dû à des événements $\bar{p} p$ qui ont des particules neutres (des π^0 , par exemple) dans l'état final.

Contre ce type de bruit de fond on ne peut rien puisqu'il n'y a pas de détecteur de particules neutres dans notre dispositif expérimental.

II.2-2 Ambiguités

Notre système ne comprend pas d'aimants.

Il nous manque donc l'information sur la charge des particules. L'analyse de la réaction $\bar{p} p \longrightarrow \bar{p} \pi^- \pi^+ p$ est donc affectée par l'ambiguïté subsistante entre le π^- et le π^+ . On verra tout de même dans le paragraphe suivant que cette ambiguïté n'a pas un poids important dans le cas particulier de la réaction qui nous intéresse : $\bar{p} p \longrightarrow \bar{\Delta} \Delta$.

Un cas d'ambiguïté qu'il faut encore prendre en considération est celui des événements pour lesquels l'identification de l'anti-proton parmi les trois traces vers l'avant n'est pas unique. Autrement dit, ces événements sont tels que la balance d'énergie est satisfaisante, que la masse de l'anti-proton soit attribuée à l'une ou à l'autre des traces vers l'avant. La totalité de ces événements constitue le 10% de l'échantillon total.

II.3 Identification des événements $\bar{p} p \longrightarrow \bar{\Delta}(1236) \Delta(1236)$

A l'échantillon des événements $\bar{p} p \longrightarrow \bar{p} \pi^- \pi^+ p$ on applique une coupure à 10 Mev sur la balance d'énergie.

On applique en outre une coupure simultanée à 1.3 Gev sur les masses effectives ($\bar{p} \pi$) et ($p \pi$). La fig.7 montre la masse effective pour toutes les combinaisons anti proton π et proton π .

Le fait qu'on ne connaisse pas les charges des particules nous oblige à considérer a priori toutes les combinaisons suivantes:

$$\bar{p} \pi_1 \quad \bar{p} \pi_2 \quad p \pi_2 \quad p \pi_1$$

- Si la masse effective ($\bar{p} \pi_1$) et la masse effective ($p \pi_2$)
ou bien:

Si la masse effective ($\bar{p} \pi_2$) et la masse effective ($p \pi_1$)

sont à l'intérieur de la coupure, l'événement est accepté. Les cas ambigus, où les deux conditions ci-dessus sont

satisfaites ensemble, forment le 1% de l'échantillon to-

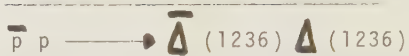
tal et ils sont éliminés.

Le total d'événements ainsi obtenu est de 4706.

Dans le tableau suivant on a résumé les différentes étapes de la sélection.

Tot. év. $\bar{p}p \longrightarrow p + 3 \text{ traces}$	131563
impulsion des part. vers l'avant $\gg 150 \text{ Mev}$	2918
ambigus $\bar{p}kk$ ou $\bar{p}\bar{p}p$	12301
Tot. év. $\bar{p}kk$ ou $\bar{p}\bar{p}p$ ou $\bar{p}\pi\pi$	116344
Tot. év. $\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}\pi\pi p$ ($ \Delta E \leq 40 \text{ Mev}$)	88555
$ \Delta E \geq 10 \text{ Mev}$	20816
Masse eff. $\bar{p}\pi$ et $p\pi \geq 1.3 \text{ Gev}$	62144
Ambigus $\Delta - \bar{\Delta}$	889
Tot. év. $\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Delta} \Delta$	4706

Chapitre III - ANALYSE DE LA REACTION



III.1 Analyse des distributions angulaires de désintégration

L'étude des distributions angulaires de désintégration est intéressante car on peut en tirer de l'information sur les amplitudes de production.

Expérimentalement on a mesuré les distributions angulaires du proton provenant de la désintégration du Delta de recul et de l'anti-proton provenant de la désintégration du Delta émis vers l'avant. Ces distributions angulaires ont été déterminées dans le système de Gottfried-Jackson et dans le référentiel d'hélicité de voie S.

Pour notre réaction, la définition des axes dans les deux systèmes est la suivante:

Référentiel d'hélicité de voie S

On travaille dans le système de centre de masse de la réaction:



Pour obtenir la distribution angulaire des produits de désintégration du $\bar{\Delta}_3$, on définit l'axe Oz, dans le système au repos de la résonance $\bar{\Delta}_3$, selon la direction du Delta de recul Δ_4 . L'axe Oy est normal au plan de production. (fig. 8a).

Pour obtenir la distribution angulaire des produits de désintégration du Δ_4 de recul on définit l'axe Oz, dans le système au repos du Δ_4 , selon la direction du $\bar{\Delta}_3$. L'axe Oy est normal au plan de production, (fig. 8b).

Référentiel de Gottfried - Jackson

On considère la voie t de notre réaction



On travaille dans le centre de masse de cette réaction.

Pour obtenir la distribution angulaire des produits de désintégration du Delta émis vers l'avant (Δ_3 , dans la réaction (III,2)) on choisit l'axe Oz, dans le système au repos de cette résonance, selon la direction de l'anti-proton incident ($\bar{p}_1$ dans la réaction (III,2)) . Fig.8c.

Pour obtenir la distribution angulaire de désintégration du Delta de recul (Δ_4 , dans la réaction (III,2)) on définit l'axe Oz, dans le système au repos de cette résonance, selon la direction du proton de recul ($\bar{p}_2$ dans la réaction (III,2)). Fig.8d. Dans les 2 cas l'axe Oy est défini selon la normale au plan de production.

Dorénavant on indiquera par $\bar{\theta}$ et par $\bar{\phi}$ les angles de désintégration de l'anti-proton produit par le Delta émis vers l'avant, et par θ et ϕ les angles de désintégration du proton produit par le Delta de recul.

Les Fig. 9 et 10 montrent les distributions angulaires brutes pour le proton et l'anti proton dans le système de Gottfried-Jackson. Ces distributions sont intégrées sur tout l'intervalle de moment transféré $t_{p\Delta}$ du proton au Delta de recul. Comme l'on peut voir, l'acceptance angulaire du proton provenant du Delta de recul est mauvaise. Ceci nous a conduits à poursuivre notre analyse en la limitant seulement aux distributions angulaires de l'antiproton venant de la désintégration du Delta émis vers l'avant.

Le fait qu'on utilise seulement l'information venant de l'anti-proton a comme conséquence que notre analyse est bornée à l'étude de la distribution angulaire de désintégration d'une seule résonance: le $\bar{\Delta}$ émis vers l'avant.

La distribution angulaire double de désintégration (ref.1), a la forme suivante:

$$\begin{aligned}
 W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi}; \cos \theta, \phi) = \\
 = \sum_{I_1 I_2 M_1 M_2} F_1(J_1) F_2(J_2) \cdot T_{M_1 M_2}^{I_1 I_2} \cdot \\
 \cdot Y_{M_1}^{J_1*}(\bar{\theta}, \bar{\phi}) Y_{M_2}^{J_2*}(\theta, \phi)
 \end{aligned} \quad (\text{III}, 3)$$

Les quantités $T_{M_1 M_2}^{I_1 I_2}$ sont les tenseurs statistiques doubles. Il peuvent être exprimés comme une combinaison linéaire des éléments de la matrice de densité correspondante. (Voir App.1 et 2).

Dans les systèmes d'hélicité le nombre des tenseurs est réduit à 12 quantités réelles en utilisant la conservation de la parité et l'invariance par conjugaison de charge.

Par intégration sur les angles $\bar{\theta}$ et $\bar{\phi}$ d'une ou l'autre des deux résonances on obtient la distribution angulaire d'une seule résonance.

La réaction étant invariante par conjugaison de charge, les distributions angulaires des deux résonances sont les mêmes ainsi que les coefficients $F(J)$.

On écrira donc:

$$W(\cos \theta, \phi) = \sum_{J_H} F(J) T_H^J Y_H^{J*}(\bar{\theta}, \bar{\phi}) \quad (III,4)$$

$$W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi}) = \sum_{J_H} F(J) T_H^J Y_H^{J*}(\theta, \phi) \quad (III,5)$$

Où $W(\cos \theta, \phi)$ indique la distribution angulaire du proton du Δ et $W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi})$ indique la distribution angulaire de l'antiproton du $\bar{\Delta}$.

Notre analyse est donc limitée à l'étude de la distribution (III,5). Cela implique qu'on peut donner une estimation expérimentale des seuls tenseurs statistiques simples et non des 12 tenseurs qui interviennent dans la relation (III,3).

III.2 Détermination de l'acceptance du dispositif expérimental

Le système expérimental n'a pas été prévu pour la réaction qui nous intéresse. C'est seulement au cours de l'expérience que nous nous sommes aperçus que la statistique du canal $\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Delta} \Delta$ était satisfaisante pour permettre l'analyse de cette réaction.

La mauvaise acceptance angulaire pour le Delta de recul s'explique par le fait que le dispositif expérimental n'était pas construit "sur mesure" pour l'étude de cette réaction.

Le proton et le π qui proviennent de la désintégration du Delta de recul doivent être détectés l'un dans le bras proton et l'autre dans le bras avant.

Si on tient compte de la position du bras proton par rapport au bras avant (voir Ch.I), on comprend facilement

que cette contrainte associée à celle de la masse effective ($p\pi$) plus petite que 1.3 Gev entraînent un taux de réjection très fort dans l'échantillon d'événements.

La large acceptance angulaire du bras avant nous garantit par contre une acceptance uniforme pour le $\bar{\Delta}$.

III.2-1 Description du programme Monte Carlo

L'acceptance du spectromètre a été calculée par simulation Montecarlo en fonction des angles de désintégration des particules et du moment transféré $t_{p\Delta}$ du proton de la cible au Delta de recul.

On résume ici schématiquement la structure du programme Monte carlo:

- Initialisation de la particule incidente .

On définit la masse et l'impulsion de l'antiproton incident.

- Introduction de la divergence du faisceau

On associe à la trajectoire de l'antiproton incident une divergence horizontale aléatoire comprise entre -0.004 et +0.004 rad et une divergence verticale aléatoire comprise entre -0.001 et +0.001 rad.

- Génération du Delta et de l'anti Delta

Les masse du Δ et du $\bar{\Delta}$ sont choisies aléatoirement dans un intervalle de masse qui correspond à la largeur de la résonance Delta (1236) et qui va de 1.18 Gev à 1.30 Gev.

L'intervalle de variation du moment transféré $t_{p\Delta}$ est compris entre zéro et 1 (Gev/c)^2 et la pente de la section efficace différentielle est choisie égale à 6.5 (Gev/c)^{-2} . La fig.11 montre la distribution en fonction de t pour les événements Montecarlo et pour les événements réels. Le Δ et le $\bar{\Delta}$ ainsi engendrés passent dans la routine qui simule les désintégrations respectivement en $p \pi$ et en $\bar{p} \pi$.

Les distributions angulaires des produits de désintégration sont engendrées de manière isotrope.

En outre on fait l'hypothèse que la corrélation entre les angles de désintégration de l'antiproton et de ceux du proton est nulle.

Cela implique la relation suivante:

$$W(\cos \theta, \phi; \cos \bar{\theta}, \bar{\phi}) = W(\cos \theta, \phi) \cdot W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi})$$

qu'on réécrit par simplicité:

$$W(\Omega, \bar{\Omega}) = W(\Omega) \cdot W(\bar{\Omega}) \quad (\text{III},6)$$

où la dépendance de $\cos \theta$ et ϕ a été remplacée par Ω et celle de $\cos \bar{\theta}$ et $\bar{\phi}$ par $\bar{\Omega}$.

L'hypothèse (III,6) peut être motivée de la manière suivante:

On considère l'expression pour la section efficace différentielle:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \int_{\text{tout } \Omega} d\Omega \int_{\text{tout } \bar{\Omega}} d\bar{\Omega} \frac{d\sigma}{dt} W(\Omega) W(\bar{\Omega})$$

En réalité l'intégrale sur Ω ne peut pas être étendue à tout l'angle solide à cause de l'acceptance coupée en $\cos \vartheta$ de notre dispositif expérimental.

On obtient donc, sous l'hypothèse (III,6):

$$\frac{d\sigma}{dt} = \int_{\text{tout } \bar{\Omega}} d\bar{\Omega} \int_{\Delta \Omega} d\Omega \frac{d\sigma}{dt} W(\Omega) W(\bar{\Omega}) \cdot \frac{\int_{\text{tout } \bar{\Omega}} W(\bar{\Omega}) d\bar{\Omega}}{\int_{\Delta \bar{\Omega}} W(\bar{\Omega}) d\bar{\Omega}}$$

Nous avons corrigé notre distribution brute en fonction de t par le facteur de normalisation

$$\frac{\int_{\text{tout } \bar{\Omega}} W(\bar{\Omega}) d\bar{\Omega}}{\int_{\Delta \bar{\Omega}} W(\bar{\Omega}) d\bar{\Omega}}$$

et comparé les résultats obtenus avec les distributions en $d\sigma / dt$ mesurées lors des expériences des ref.5 et 6, où l'acceptance en Ω et $\bar{\Omega}$ était complète.

La pente de notre distribution est compatible avec celle des distributions mesurées lors de ces expériences.

Cela nous permet de conclure que l'hypothèse (III,6) n'est pas déraisonnable.

- Génération du vertex de l'événement

Elle tient compte de la probabilité d'interaction de la particule incidente dans la cible.

- Introduction des différentes réjections

- a) Interactions secondaires dans la cible
- b) Acceptance géométrique du bras proton
- c) Acceptance géométrique du bras avant
- d) Désintégration des π dans le bras avant.

Les événements engendrés qui ont passé toutes les coupures sont introduits dans les routines qui simulent les erreurs sur la reconstruction des traces et sur la détermination des impulsions.

Les événements ainsi construits sont prêts à être analysés en parallèle avec les événements réels.

On leur appliquera les mêmes coupures cinématiques qu'aux événements réels:

$$|\Delta E| \leq 10 \text{ Mev}$$

impulsion des traces vers l'avant $> 150 \text{ Mev}$

Masses effectives $p\pi$ et $\bar{p}\pi \leq 1.3 \text{ Gev}$

L'acceptance absolue du système expérimental pour la réaction étudiée est de 0.4 %.

III.3 Corrections d'acceptance

La distribution $W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi})$ de l'antiproton doit être corrigée en fonction de l'acceptance angulaire du dispositif expérimental. C'est indispensable pour éviter tout effet dû aux appareils de mesure.

On utilise les événements Montecarlo pour déterminer l'acceptance en fonction de $\cos \bar{\theta}$ et $\bar{\phi}$.

On construit une matrice (10 x 10) dont chaque élément ϵ_{ij} ($i=1,10$; $j=1,10$) correspond au rapport entre le nombre d'événements acceptés et le nombre d'événements engendrés pour un intervalle de $\cos \bar{\theta}$ et $\bar{\phi}$ donné.

$\cos \bar{\theta}$ varie entre -1. et +1. par pas de 0.2.

$\bar{\phi}$ varie entre 0. et 360 degrés par pas de 36 degrés.

On introduit cette matrice dans le programme d'analyse des événements réels. Le poids de chaque événement est déterminé par interpolation linéaire à l'intérieur de chaque intervalle (i,j), et à l'aide des valeurs sur les bords des intervalles déterminés par le programme Montecarlo.

Les fig. 12 et 13 montrent les distributions angulaires de l'antiproton corrigées par l'acceptance.

Le tableau d'acceptance a été calculé dans les deux systèmes de référence qu'on utilise:

référentiel d'hélicité voie S

système de Gottfried-Jackson.

La statistique utilisée est de 56000 événements Montecarlo.

III.4 Détermination des valeurs numériques des

tenseurs statistiques T_M^J .

La détermination des valeurs des tenseurs T_M^J est intéressante parce qu'elle nous permet de remonter aux valeurs des éléments de la matrice de densité qui, eux, contiennent les informations physiques sur la réaction étudiée.

La réaction (III,5), peut s'explicitier pour notre réaction de la manière suivante:

$$W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi}) = \frac{1}{4\pi} \left[1 - T_0^2 (3 \cos^2 \bar{\theta} - 1) + \right. \quad (\text{III},7)$$

$$\left. + \sqrt{6} T_1^2 \sin 2\bar{\theta} \cos \bar{\phi} - \sqrt{6} T_2^2 \sin^2 \bar{\theta} \cos 2\bar{\phi} \right]$$

Cette distribution tient compte seulement de la contribution d'onde $P(3/2^+)$ pure et ne prend pas du tout en considération un bruit de fond "physique" ayant un état de spin - parité différent.

Nous avons comparé notre distribution expérimentale $W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi})$ avec la distribution théorique (III,7).

La comparaison est faite selon la méthode du test Chi carré.

La distribution $W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi})$ est normalisée à l'unité:

$$W^{\text{exp}}(\bar{\Omega}) = \frac{\int_{\Delta \Omega} \frac{d\sigma}{dt} W(\bar{\Omega}, \Omega) d\Omega}{\int_{\Delta \Omega} \int_{\bar{\Omega}} \frac{d\sigma}{dt} W(\bar{\Omega}, \Omega) d\bar{\Omega} d\Omega} =$$

$$= \frac{\int_{\Delta \Omega} \frac{d\sigma}{dt} W(\bar{\Omega}) W(\Omega) d\Omega}{\int_{\Delta \Omega} \int_{\bar{\Omega}} \frac{d\sigma}{dt} W(\bar{\Omega}) \cdot W(\Omega) d\Omega d\bar{\Omega}}$$

On a utilisé l'hypothèse :

$$W(\Omega, \bar{\Omega}) = W(\bar{\Omega}) \cdot W(\Omega)$$

On calcule , en fonction de $\bar{\Omega}$, la quantité :

$$\chi^2(\bar{\Omega}) = \left(\frac{W^{exp}(\bar{\Omega}) - W^{thc}(\bar{\Omega})}{\frac{\sigma(\bar{\Omega})}{N_{tot}}} \right)^2$$

où $\sigma(\bar{\Omega})$ est l'erreur expérimentale sur $\int \frac{d\sigma}{d\Omega} W(\bar{\Omega}, \Omega) d\Omega$

$$\text{et } N_{tot} = \int_{\Delta\Omega} \int_{\bar{\Omega}} \frac{d\sigma}{dt} W(\bar{\Omega}) \cdot W(\Omega) d\Omega d\bar{\Omega}$$

La quantité qu'on utilise pour vérifier si le fit est satisfaisant, est :

$$\chi^2 = \sum_i \chi^2(\bar{\Omega}_i)$$

Les résultats du fit sur la distribution expérimentale $W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi})$ avec la relation (III,7) sont donnés dans les Tab. 2 et 3 et dans les Fig.15.

Les valeurs de probabilité de Chi carré ne sont pas aussi bonnes que nous pourrions attendre si nous comparons nos résultats avec ceux des deux analyses précédentes sur cette même réaction .(Ref. 5 et 6).

En réalité la statistique dont nous disposons est quatre

fois plus grande que la statistique des analyses auxquelles nous faisons référence.

Ceci nous rend évidemment beaucoup plus sensibles aux asymétries de la distribution en $\cos \bar{\theta}$ et aux oscillations de la distribution en $\bar{\phi}$.

Ceci nous a suggéré d'affiner notre analyse en cherchant à mettre en évidence dans la distribution angulaire $W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi})$ la contribution d'un bruit de fond d'onde S.

De manière générale la distribution angulaire de désintégration due à plusieurs contributions de spin-parité différentes est de la forme (réf. 2):

$$W(\cos \theta, \phi) = \sum_{JH} \sum_{\kappa, \ell} F_{\kappa \ell} (J) T_H^T(\kappa, \ell) Y_H^T(\theta, \phi)^* \quad (\text{III}, 8)$$

Les indices κ et ℓ se rapportent aux différentes contributions.

Dans notre cas on considère la contribution de trois ondes:

$$\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^+ \quad (l=1) \qquad \frac{1}{2}^- \quad (l=0)$$

La relation (III,8) devient:

$$\begin{aligned} W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi}) = & \frac{1}{4\pi} \left[1 - T_0^2\left(\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+\right) (3 \cos^2 \bar{\theta} - 1) + \right. \\ & + \sqrt{6} T_1^2\left(\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+\right) \sin 2\bar{\theta} \cos \bar{\phi} - \sqrt{6} T_2^2\left(\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+\right) \sin^2 \bar{\theta} \cos 2\bar{\phi} \left. \right] + \\ & + 2 \left[F_{\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^-}(1) T_0^1\left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^-\right) \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \bar{\theta} + \right. \\ & - F_{\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^-}(1) T_1^1\left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^-\right) \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \sin \bar{\theta} \cos \bar{\phi} \left. \right] \end{aligned} \quad (\text{III}, 9)$$

Cette relation contient l'hypothèse que la section efficace de production du bruit de fond d'onde S est petite par rapport à la section efficace de production de la résonance $\bar{\Delta}$ (onde $P_{3/2}^+$ pure).

En outre la contribution des termes d'onde $P_{1/2}^+$ ne peut pas être mise en évidence séparément des autres: elle est toujours mélangée aux contributions d'onde $S_{1/2}^-$ et d'onde $P_{3/2}^+$. Cet argument nous mène à supprimer les termes dus à la contribution $P_{1/2}^+$ dans la distribution $W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi})$.

Les détails du calcul qui conduisent à la relation (III,9) sont donnés dans l'appendice 2.

Les résultats du fit de la distribution expérimentale avec la distribution théorique (III,9) sont donnés dans les Tab. 4 et 5 et dans les Fig. 14 et 15.

Les quantités S_0^1 et S_1^1 indiquent les termes dus à la contribution d'onde S et sont définies de la manière suivante:

$$S_0^1 = F_{\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^-} (1) T_0^1 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) \quad (\text{III}, 10)$$

$$S_1^1 = F_{\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^-} (1) T_1^1 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) \quad (\text{III}, 11)$$

Les probabilités de χ^2 pour ce second fit sont sensiblement meilleures que celles obtenues pour le fit sur la distribution théorique (III,7).

Le fait de tenir compte de la distribution d'onde S dans l'analyse nous permet d'obtenir une estimation plus précise des tenseurs T_0^2 , T_1^2 , T_2^2 responsables de la contribution d'onde $P_{3/2}^+$ pure à la désintégration du $\bar{\Delta}$.

Chapitre IV - RESULTATS ET CONCLUSIONS

Nous utilisons dans ce chapitre quelques propriétés de la matrice de densité ρ :

$$\text{Tr } \rho = 1 \quad (\text{IV},1)$$

$$\rho_{jj} \geq 0 \quad (\text{IV},2)$$

$$\rho_{mm'} = (-1)^{m-m'} \rho_{-m, -m'} \quad (\text{invariance de parité}) \quad (\text{IV},3)$$

$$|\rho_{ij}| \leq (\rho_{ii} \rho_{jj})^{1/2} \quad (\text{IV},4)$$

$$|\rho_{mj} \pm \rho_{nj}| \leq [(\rho_{mm} + \rho_{nn} \pm 2 \text{Re } \rho_{mn}) \rho_{jj}]^{1/2} \quad (\text{IV},5)$$

IV.1 Calcul des valeurs des $\rho_{mm'}$ à partir des

valeurs expérimentales des tenseurs statistiques T_M^J .

Les éléments de la matrice de densité ρ sont reliés aux tenseurs statistiques par les relations :

$$T_0^2 = \rho_{33} - \rho_{11} \quad (\text{IV},6)$$

$$T_1^2 = -\sqrt{2} \text{Re } \rho_{31}$$

$$T_2^2 = \sqrt{2} \text{Re } \rho_{3,-1}$$

La propriété (IV,1) nous permet d'écrire , dans notre cas :

$$\rho_{33} + \rho_{11} = \frac{1}{2} \quad (\text{IV},7)$$

Nous en déduisons donc :

$$T_0^2 = 2\rho_{33} - \frac{1}{2} \quad (\text{IV},8)$$

et par conséquent :

$$\rho_{33} = \frac{T_0^2 + \frac{1}{2}}{2} \quad (\text{IV},9)$$

$$\rho_{11} = \frac{1}{2} - \frac{T_0^2 + \frac{1}{2}}{2} \quad (\text{IV},10)$$

et, en outre, de la (IV,6) nous tirons :

$$\text{Re } \rho_{31} = -\frac{T_1^2}{\sqrt{2}} \quad (\text{IV},11)$$

$$\text{Re } \rho_{3,-1} = \frac{T_2^2}{\sqrt{2}} \quad (\text{IV},12)$$

En remplaçant les valeurs expérimentales trouvées pour T_0^2 , T_1^2 , T_2^2 nous trouvons les valeurs des $\rho_{mm'}$ relatifs.

La détermination de T_0^2 , T_1^2 , T_2^2 a été faite pour deux systèmes de référence :

- Système de Gottfried-Jackson
- Système d'hélicité de voie S

Les propriétés (IV,1.....IV,5) sont valables dans tous systèmes.

Système de Gottfried-Jackson

Nous utilisons les valeurs de T_0^2 , T_1^2 , T_2^2 données dans le Tab.4 pour tout l'intervalle de t accepté.

$$\rho_{33} = 0.1995$$

$$\rho_{44} = 0.3045$$

$$\text{Re } \rho_{31} = -0.0092$$

$$\text{Re } \rho_{3,-1} = 0.0134$$

Discussion

Nous avons les limites théoriques suivantes pour les $\rho_{mm'}$:
(Ref.9)

$$(\rho_{33} \rho_{44})^{1/2} \leq 0.25 \quad (\text{IV},13)$$

$$|\text{Re } \rho_{3,-1}| \leq \left[(0.5 - 2 |\text{Re } \rho_{31}| \rho_H) \right]^{1/2} \quad (\text{IV},14)$$

$$|\operatorname{Re} \rho_{3,-1}| \leq [(0,5-2) |\operatorname{Re} \rho_{3,-1}| \rho_H]^{1/2} \quad (\text{IV}, 15)$$

$$\text{ou } \rho_H \equiv \operatorname{Min} (\rho_{11}, \rho_{33})$$

Dans notre cas les calculs donnent:

$$(\rho_{33} \rho_{11})^{1/2} = 0,2446 \quad (\text{IV}, 16)$$

$$|\operatorname{Re} \rho_{31}| \leq 0,3065$$

$$|\operatorname{Re} \rho_{3,-1}| \leq 0,3092$$

Nous pouvons donc conclure que ρ_{33} et ρ_{11} sont significativement différents de zéro.

Par contre, $\operatorname{Re} \rho_{31}$ et $\operatorname{Re} \rho_{3,-1}$ sont compatibles avec zéro.

La matrice de densité pour notre réaction a la forme :

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{33} & \rho_{31} & \rho_{3,-1} & i \rho_{3,-3} \\ \rho_{31}^* & \rho_{11} & i \rho_{1,-1} & \rho_{3,-1}^* \\ \rho_{3,-1}^* & -i \rho_{1,-1} & \rho_{11} & -\rho_{31}^* \\ -i \rho_{3,-3} & \rho_{3,-1} & -\rho_{31} & \rho_{33} \end{pmatrix} \quad (\text{IV}, 17)$$

La partie réelle¹ de ρ a donc, dans notre cas la forme:

$$\operatorname{Re} \rho = \begin{pmatrix} 0,1985 & & & 0 \\ & 0,3015 & & \\ & & 0,3015 & \\ 0 & & & 0,1985 \end{pmatrix} \quad (\text{IV}, 18)$$

(1)- Les quantités ρ_{33} , ρ_{11} , $\rho_{3,-3}$ et $\rho_{1,-1}$ sont réelles.

Système d'hélicité de voie S

Les valeurs des T_M^J pour ce système de référence sont données dans le Tab.5.

Pour tout l'intervalle de t mesuré nous avons:

$$\rho_{33} = 0.2420$$

$$\rho_{11} = 0.2580$$

$$\operatorname{Re} \rho_{31} = 0.0403$$

$$\operatorname{Re} \rho_{3,-1} = -0.0099$$

(IV,19)

Les limites (IV,13 ,14,15) donnent , dans ce cas:

$$(\rho_{33} \rho_{11})^{1/2} = 0.2499$$

$$|\operatorname{Re} \rho_{31}| \leq 0.3409$$

(IV,20)

$$|\operatorname{Re} \rho_{3,-1}| \leq 0.3186$$

Dans ce système aussi nous concluons que ρ_{33} et ρ_{11} sont sensiblement différents de zéro et que $\operatorname{Re} \rho_{31}$ et $\operatorname{Re} \rho_{3,-1}$ sont compatibles avec zéro.

La partie réelle de la matrice de densité peut s'écrire:

$$\operatorname{Re} \rho = \begin{pmatrix} 0.2420 & & & 0 \\ & 0.2580 & & \\ & & 0.2580 & \\ 0 & & & 0.2420 \end{pmatrix} \quad (\text{IV,21})$$

IV.2 Conclusions et remarques

Il est intéressant de comparer nos résultats avec ceux des autres analyses de cette réaction existant aujourd'hui . Nos valeurs des tenseurs statistiques simples T_{MO}^{JO} sont en accord avec celles trouvées dans les expériences des Réf. 5 et 6.

L'avantage d'avoir une statistique quatre fois plus grande nous a permis une meilleure précision et nous a donné la possibilité de mettre en évidence l'effet dû au bruit de fond d'onde S.

Le Tab. 6 résume les résultats des Réf. 5 et 6 directement comparables aux nôtres.

Le modèle périphérique avec échange de π prévoit:

$$T_0^2 = -\frac{1}{2} \quad T_1^2 = 0 \quad T_2^2 = 0.$$

La valeur expérimentale pour T_0^2 en contradiction avec cette prédiction.

Les prévisions du modèle d'absorption semblent s'approcher plus des valeurs expérimentales .

Le Tab. 6 résume la situation expérimentale comparée aux prévisions théoriques.

Nous soulignons le fait intéressant que dans les deux systèmes de référence , et surtout dans le système d'hélicité de voie S, la partie réelle de la matrice de densité peut s'écrire de manière proportionnelle à la matrice identité:

$$\text{Re } \rho \approx \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & & 0 \\ & 1 & \\ 0 & & 1 & 1 \end{pmatrix}$$

Ceci nous suggère un mécanisme simple pour la production et la désintégration du Delta.

Appendice I - Calcul de la distribution angulaire de l' anti-proton
dans l'hypothèse d'une onde P_{33} pure.

La distribution angulaire de désintégration en deux corps ($d \rightarrow \alpha + \beta$) s'écrit:

$$W(\cos \vartheta, \phi) = \sum_{J M} F(J) T_M^J Y_M^J(\vartheta, \phi)^* \quad (1.1)$$

les quantités T_M^J sont définies de la manière suivante:

$$T_M^J = \sum_{m m'} (-1)^{s+m-J} C(s, -m; s, m' | J M) \rho_{m m'}$$

les Y_M^J sont normalisées selon la relation:

$$\int Y_M^J(\vartheta, \phi)^* Y_{M'}^J(\vartheta, \phi) d\phi d\cos \vartheta = \delta_{J J'} \delta_{M M'} \quad (1.2)$$

les $F(J)$ sont des coefficients réels qu'on calculera par la suite.
A l'aide de la conservation de la parité la relation (1.1) devient:

$$W(\cos \vartheta, \phi) = \frac{1}{4\pi} + \sum_{j=1}^{E(s)} F(2j) \operatorname{Re} \left[T_0^{2j} Y_0^{2j}(\vartheta, \phi) + \right. \\ \left. + 2 \sum_{M=1}^{2j} T_M^{2j} Y_M^{2j}(\vartheta, \phi)^* \right] \quad (1.3)$$

$E(s)$ est un nombre entier tel que:

$E(s) \leq s$ (s = spin de la résonance)

Si la résonance est produite dans une collision de particules non polarisées, on a la simplification suivante: dans les systèmes d'hélicité les tenseurs T_M^J sont réels pour J pair et purement imaginaires pour J impair.

Des formules (1.1) et (1.2) on déduit:

$$F(J) T_H^J = \langle \gamma_H^J(\vartheta, \phi) \rangle \quad (1.4)$$

qui, pour les systèmes d'hélicité se traduit par:

$$F(J) T_H^J = \langle \text{Re } \gamma_H^J(\vartheta, \phi) \rangle \quad (1.5)$$

Les coefficients $F(J)$ s'écrivent:

$$F(J) = N \sqrt{\frac{4\pi}{2s+1}} \sum_{\lambda_\alpha, \lambda_\beta} |M_d(\lambda_\alpha, \lambda_\beta)|^2 C(s, \Lambda; J, 0 | s, \Lambda) \quad (1.6)$$

où N est une constante de normalisation, $\Lambda = \lambda_\alpha - \lambda_\beta$ (λ_α et λ_β étant les hélicités des particules α et β), $M_d(\lambda_\alpha, \lambda_\beta)$ est une constante de désintégration qui dépend de la dynamique de la désintégration.

Si $s_\alpha = s_\beta = 0$ ou si $s_\alpha = \frac{1}{2}$, $s_\beta = 0$, les constantes de désintégration ne dépendent pas de λ_α et λ_β et peuvent être absorbées dans la constante de normalisation.

On a donc, puisque la $W(\vartheta, \phi)$ est normalisée à l'unité

$$F(0) T_0^0 = 1/\sqrt{4\pi} \quad (1.7)$$

Cela nous permet d'écrire:

$$N \sum_{\lambda_\alpha, \lambda_\beta} |M_d(\lambda_\alpha, \lambda_\beta)|^2 = (2s+1)/4\pi \quad (1.8)$$

Dans notre cas le spin de la résonance vaut $3/2$, donc $E(s)=1$.

La distribution angulaire de l'anti proton venant de la désintégration du Delta émis vers l'avant prend la forme:

$$W(\cos \bar{\vartheta}, \bar{\phi}) = \frac{1}{4\pi} + F(2) \text{Re} \left[T_0^2 \gamma_0^2(\bar{\vartheta}, \bar{\phi}) + \right. \\ \left. + 2 \left(T_1^2 \gamma_1^2(\bar{\vartheta}, \bar{\phi})^* + T_2^2 \gamma_2^2(\bar{\vartheta}, \bar{\phi})^* \right) \right] \quad (1.9)$$

On calcule $F(2)$ d'après la (1.8) et la (1.6):

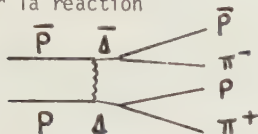
$$F(2) = -1/\sqrt{5\pi} \quad (1.10)$$

La distribution (1.9) devient donc:

$$\begin{aligned} W(\cos \bar{\vartheta}, \bar{\varphi}) = & \frac{1}{4\pi} \left[1 - T_0^2 (3 \cos \bar{\vartheta} - 1) + \right. \\ & + \sqrt{6} T_1^2 \sin 2\bar{\vartheta} \cos \bar{\varphi} \\ & \left. - \sqrt{6} T_2^2 \sin^2 \bar{\vartheta} \cos 2\bar{\varphi} \right] \end{aligned} \quad (1.11)$$

Appendice 2- Calcul de la distribution angulaire de l'anti proton venant de la désintégration du Delta émis vers l'avant avec l'hypothèse d'un bruit de fond physique.

Pour la réaction



on cherche à exprimer la distribution angulaire $W(\bar{\theta}, \bar{\phi})$ de l'anti proton dans le référentiel du centre de masse du $\bar{\Delta}$.

On fait l'hypothèse que la résonance $\bar{\Delta}$ soit due à la contribution d'une onde P et d'une onde S.

Le $\bar{\Delta}$ sera dû au "mélange" des trois ondes:

$$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \quad (\ell = 1) \quad ; \quad \frac{1}{2}^- \quad (\ell = 0)$$

La réaction $a+b \rightarrow c+d$ peut être considérée comme un ensemble de réactions:

$$a + b \rightarrow d_k + c \quad k = 1, \dots, n$$

où toutes les résonances d_k ont une voie de désintégration commune:

$$d_k \rightarrow \alpha + \beta$$

Si l'on traduit ceci dans les termes du processus qui nous intéresse, on obtient:

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Delta}_k + \Delta \quad k = 1, 2, 3$$

$$\bar{\Delta}_1 = \frac{3}{2}^+ \quad \bar{\Delta}_2 = \frac{1}{2}^+ \quad \bar{\Delta}_3 = \frac{1}{2}^-$$

La forme générale de la distribution $W(\bar{\theta}, \bar{\phi})$ est:

$$W(\bar{\theta}, \bar{\phi}) = N \sum M_k(\lambda_\alpha, \lambda_\beta) M_\ell^*(\lambda_\alpha, \lambda_\beta) \cdot$$

$$\cdot D_{m_k \lambda}^{s_k}(\bar{\phi}, \bar{\theta}, 0)^* D_{m' \ell \lambda}^{s_\ell}(\bar{\phi}, \bar{\theta}, 0) \rho_{m_k m' \ell} \quad (2.1)$$

La somme est faite sur $k, l, m_k, m_l, \lambda_k, \lambda_l$. N est la constante de normalisation. k et l indiquent les résonances qui se désintègrent.

s_k, m_k, s_l, m_l indiquent les spins et leurs projections sur l'axe z .

λ_k et λ_l sont les hélicités des particules α et β (anti-proton et pi moins dans notre cas).

M_k, M_l sont les constantes de la désintégration : elles dépendent de la dynamique de la désintégration de la résonance d_k , de sa masse effective et des hélicités λ_k et λ_l .

On fait l'hypothèse qu'il n'y a pas de polarisation des particules initiales dans le plan de la désintégration. Pour tous systèmes d'hélicité on a donc, par la conservation de la parité :

$$\rho_{m_k, m_l} = \eta_k \eta_l (-1)^{s_k - s_l} (-1)^{m_k - m_l} \rho_{-m_k, -m_l} \quad (2.2)$$

où $\eta_k \eta_l$ est la parité relative entre la résonance k et la résonance l .

On va exprimer la distribution angulaire (2.1) en fonction des tenseurs statistiques :

$$T_H^I(k, l) = \sum_{m_k, m_l} (-1)^{s_k + m_k - I} C(s_k - m_k; s_l, m_l | I, H) \cdot \rho_{m_k, m_l} \quad (2.3)$$

Le tenseur $T_M^J(k, l)$ décrit l'interférence entre la résonance k et la résonance l .

Quelques propriétés :

$$T_H^I(k, l)^* = (-1)^{s_k - s_l} (-1)^M T_{-H}^I(l, k) \quad (2.4)$$

Il suffit donc de connaître les tenseurs pour $M \geq 0$.

Pour les systèmes d'hélicité on a :

$$T_{-H}^I(k, l) = \eta_k \eta_l (-1)^{I-H} T_H^I(k, l) \quad (2.5)$$

La distribution $W(\vartheta, \phi)$ prend alors la forme :

$$W(\vartheta, \phi) = \sum_{IH} \sum_{k,l} F_{kl}(I) T_H^I(k, l) Y_H^I(\vartheta, \phi)^* \quad (2.6)$$

Les coefficients $F_{kl}(J)$ ont la forme suivante:

$$F_{kl}(J) = N \sqrt{\frac{4\pi}{2s_l+1}} \sum_{\lambda_\alpha, \lambda_\beta} M_k(\lambda_\alpha, \lambda_\beta) M_l^*(\lambda_\alpha, \lambda_\beta) \cdot (-1)^{s_k-s_l} C(s_k, \lambda; J, 0 | s_l, \lambda) \quad (2.7)$$

Donc:

$$F_{kl}^*(J) = (-1)^{s_k-s_l} F_{lk}(J) \quad (2.8)$$

Et, en plus, à cause des propriétés de symétrie des coefficients de Clebsch-Gordan:

$$F_{kl}(J) = 0 \quad \text{si} \quad (-1)^J \neq \eta_k \eta_l \quad (2.9)$$

Ceci signifie que les termes qui décrivent l'interférence de deux résonances ne peuvent apparaître que dans les tenseurs d'ordre pair ou impair mais pas dans les deux à la fois.

En outre de la relation (2.7) on a que:

$$|s_k - s_l| \leq J \leq s_k + s_l \quad (2.10)$$

A cause de l'orthogonalité des harmoniques sphériques, on peut écrire:

$$\sum_{k,l} F_{kl}(J) T_M^J(k, l) = \langle Y_M^J(\vartheta, \phi) \rangle \quad (2.11)$$

et, en particulier, dans les systèmes d'hélicité:

$$\begin{aligned} \text{Re} \left[\sum_k F_{kk}(J) T_M^J(k, k) + 2 \sum_{k>l} F_{kl}(J) T_M^J(k, l) \right] = \\ = \langle Y_M^J(\vartheta, \phi) \rangle \end{aligned} \quad (2.12)$$

La constante de normalisation peut être déterminée à l'aide de la relation suivante:

$$\sum_k F_{kk}(0) T^0_{00}(kk) = \langle Y^0_0(\theta, \phi) \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \quad (2.13)$$

qui donne aussi:

$$\frac{1}{\sqrt{4\pi}} = \sqrt{4\pi} \frac{N}{Q} \frac{\sum_k \sigma_k \Gamma_k}{\sum_k \sigma_k} \quad (2.14)$$

où Γ_k est la largeur de la résonance k et Q est un facteur d'espace de phases qui ne dépend pas de k .

Dans notre cas particulier il faudra déterminer les tenseurs statistiques qui interviennent dans la distribution angulaire du proton du $\overline{\Delta}$.

On reprend l'hypothèse que le Delta observé est dû à la contribution d'une onde P et d'une onde S.

Il faudra déterminer les tenseurs responsables des "interférences" suivantes:

$$\begin{pmatrix} \frac{3}{2}^+ & \frac{3}{2}^+ \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \frac{3}{2}^+ & \frac{1}{2}^+ \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \frac{3}{2}^+ & \frac{1}{2}^- \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \frac{1}{2}^+ & \frac{1}{2}^+ \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \frac{1}{2}^+ & \frac{1}{2}^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \frac{1}{2}^- & \frac{1}{2}^- \end{pmatrix}.$$

$$\boxed{\frac{3}{2}^+ \quad \frac{3}{2}^+}, \quad \left| \frac{3}{2} - \frac{3}{2} \right| \leq J \leq \left(\frac{3}{2} + \frac{3}{2} \right)$$

donc $0 \leq J \leq 3$

mais à cause de la (2.9) on a: $J=0,2$

On aura donc les tenseurs:

$$T^0_0\left(\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+\right) \quad T^2_1\left(\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+\right) \quad T^2_2\left(\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+\right) \quad T^2_0\left(\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+\right)$$

$$\boxed{\frac{3}{2}^+ \quad \frac{1}{2}^+}$$

$$\left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right| \leq J \leq \left(\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \right), \text{ donc } 1 \leq J \leq 2$$

mais $F_{\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^+}(J)=0$ si $(-1)^J \neq \eta_{\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^+} = +1$

donc il reste $J=2$

On a donc les tenseurs:

$$T^2_2\left(\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^+\right) \quad T^2_1\left(\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^+\right) \quad T^2_0\left(\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^+\right)$$

$$\boxed{\frac{3^+}{2} \frac{4^-}{2}}$$

$$\left| \frac{3}{2} - \frac{4}{2} \right| \leq J \leq \left(\frac{3}{2} + \frac{4}{2} \right), \text{ donc } 1 \leq J \leq 2$$

mais la (2.9) nous dit:

$$F_{\frac{3}{2} \frac{4}{2}}(J) = 0 \quad \text{si } (-1)^J \neq 1$$

donc il reste $J=1$, qui implique les tenseurs:

$$T_0^1\left(\frac{3^+}{2} \frac{4^-}{2}\right) \quad \text{et} \quad T_1^1\left(\frac{3^+}{2} \frac{4^-}{2}\right)$$

$$\boxed{\frac{4^+}{2} \frac{4^+}{2}}$$

$$\left| \frac{4}{2} - \frac{4}{2} \right| \leq J \leq \left(\frac{4}{2} + \frac{4}{2} \right), \text{ donc } 0 \leq J \leq 1$$

à cause de la (2.9) on reste avec $J=0$ et par conséquent avec le seul tenseur $T_0^0\left(\frac{4^+}{2} \frac{4^+}{2}\right)$.

$$\boxed{\frac{4^+}{2} \frac{4^-}{2}}$$

$$\left| \frac{4}{2} - \frac{4}{2} \right| \leq J \leq \left(\frac{4}{2} + \frac{4}{2} \right), \text{ donc: } 0 \leq J \leq 1$$

la (2.9) impose: $J=1$, donc:

$$T_0^1\left(\frac{4^+}{2} \frac{4^-}{2}\right) \quad T_1^1\left(\frac{4^+}{2} \frac{4^-}{2}\right).$$

$$\boxed{\frac{4^-}{2} \frac{4^-}{2}}$$

$$\left| \frac{4}{2} - \frac{4}{2} \right| \leq J \leq \left(\frac{4}{2} + \frac{4}{2} \right), \text{ donc } 0 \leq J \leq 1$$

il reste seulement $J=0$, donc: $T_0^0\left(\frac{4^-}{2} \frac{4^-}{2}\right)$.

On calcule maintenant la distribution angulaire $W(\vartheta, \phi)$.

$$W(\vartheta, \phi) = \sum_{J, M} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\kappa} F_{\kappa \kappa}(J) T_M^J(\kappa \kappa) + \right.$$

$$\left. + 2 \sum_{\kappa > \ell} F_{\kappa \ell}(J) T_M^J(\kappa, \ell) \right\} \cdot Y_M^J(\vartheta, \phi)^* =$$

$$= \sum_{J, M} \operatorname{Re} \left\{ F_{\frac{3}{2} \frac{3}{2}}(J) T_M^J\left(\frac{3^+}{2}, \frac{3^+}{2}\right) + F_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}(J) T_M^J\left(\frac{1^+}{2}, \frac{1^+}{2}\right) + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + F_{\frac{1}{2}^-, \frac{1}{2}^-} (J) T_H^J \left(\frac{1}{2}^-, \frac{1}{2}^- \right) + 2 \left[F_{\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^+} (J) T_H^J \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^+ \right) + \right. \\
& + F_{\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^-} (J) T_H^J \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) + \\
& \left. + F_{\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^-} (J) T_H^J \left(\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) \right] \Bigg\} \cdot Y_H^I (\bar{\vartheta}, \bar{\phi})^*
\end{aligned}
\tag{2.15}$$

En utilisant les relations suivantes:

$$T_{-H}^J (k, l) = \eta_k \eta_l (-1)^{J-H} T_H^J (k, l)$$

et

$$Y_{-H}^I (\vartheta, \phi) = (-1)^H Y_H^I (\vartheta, \phi)^*$$

on obtient:

$$\begin{aligned}
W(\bar{\vartheta}, \bar{\phi}) = & \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left[F_{\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+} (0) T_0^0 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \right) + F_{\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^+} (0) T_0^0 \left(\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^+ \right) + \right. \\
& + F_{\frac{1}{2}^-, \frac{1}{2}^-} (0) T_0^0 \left(\frac{1}{2}^-, \frac{1}{2}^- \right) \Bigg] + \\
& + F_{\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+} (2) \left[T_0^2 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \right) \sqrt{\frac{5}{4\pi}} (3 \cos^2 \bar{\vartheta} - 1) - T_1^2 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \right) \sqrt{\frac{15}{4\pi}} \sin 2\bar{\vartheta} \cos \bar{\phi} + \right. \\
& + T_2^2 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \right) \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin^2 \bar{\vartheta} \cos 2\bar{\phi} \Bigg] + \\
& + 2 \left\{ F_{\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^+} (2) \left[T_0^2 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^+ \right) \sqrt{\frac{15}{4\pi}} (3 \cos^2 \bar{\vartheta} - 1) - T_1^2 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^+ \right) \cdot \right. \right. \\
& \cdot \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin 2\bar{\vartheta} \cos \bar{\phi} + T_2^2 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^+ \right) \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin^2 \bar{\vartheta} \cos 2\bar{\phi} \Bigg] + \\
& + F_{\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^-} (1) \left[T_0^1 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \bar{\vartheta} + \right. \\
& - T_1^1 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \sin \bar{\vartheta} \cos \bar{\phi} \Bigg] + F_{\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^-} (1) \left[T_0^1 \left(\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \bar{\vartheta} + \right. \\
& \left. \left. - T_1^1 \left(\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \sin \bar{\vartheta} \cos \bar{\phi} \right] \right\}
\end{aligned}
\tag{2.16}$$

Discussion

La relation (2.16) peut se réduire à une forme beaucoup plus simple si on fait les observations suivantes:

- L' "interférence" $(\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^+)$ a la même dépendance angulaire que les termes d' "interférence" $(\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+)$. Il en est de même pour les termes $(\frac{1}{2}^+ \frac{1}{2}^-)$ qui ont, eux, la même dépendance angulaire des termes $(\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^-)$. Pour cette raison on est mené à éliminer les termes dus à la contribution $P_{\frac{1}{2}}^+$ de la distribution (2.16), qui devient:

$$\begin{aligned} W(\cos \bar{\theta}, \bar{\phi}) = & \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left[F_{\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+}(0) T_0^0 \left(\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \right) + \right. \\ & + F_{\frac{1}{2}^- \frac{1}{2}^-}(0) T_0^0 \left(\frac{1}{2}^- \frac{1}{2}^- \right) \left. \right] + F_{\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+}(2) \left[T_0^2 \left(\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \right) \cdot \right. \\ & \cdot \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3 \cos^2 \bar{\theta} - 1) - T_1^2 \left(\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \right) \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin 2\bar{\theta} \cos \bar{\phi} + \\ & + T_2^2 \left(\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \right) \sqrt{\frac{35}{8\pi}} \sin^2 \bar{\theta} \cos \bar{\phi} \left. \right] + 2 \left\{ F_{\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^-}(1) \cdot \right. \\ & \cdot \left[T_0^1 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) \sqrt{\frac{2}{4\pi}} \cos \bar{\theta} - T_1^1 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) \sin \bar{\theta} \cos \bar{\phi} \right] \left. \right\} \quad (2.17) \end{aligned}$$

- On fait l'hypothèse que la section efficace de production du bruit de fond d'onde $S_{\frac{1}{2}^-}$ est négligeable par rapport à la section efficace de production du Delta(P_{33}) pure.

Dans ce cas la (2.14) devient:

$$\frac{Q}{N} = \frac{4\pi (\sigma_{\frac{3}{2}^+} \Gamma_{\frac{3}{2}^+} + \sigma_{\frac{1}{2}^-} \Gamma_{\frac{1}{2}^-})}{(\sigma_{\frac{3}{2}^+} + \sigma_{\frac{1}{2}^-})} \approx 4\pi \Gamma_{\frac{3}{2}^+} \quad (2.18)$$

En vertu de cette approximation les coefficients $F_{\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}^+}(0)$ et $F_{\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^-}(2)$ se réduisent aux coefficients $F(0)$ et $F(2)$ calculés dans l'App.1 et donnés dans les formules (1.7) et (1.10). La distribution angulaire (2.17) devient:

$$\begin{aligned}
 W(\cos \bar{\Theta}, \bar{\Phi}) = & \frac{1}{4\pi} \left[1 - T_0^2 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \right) (3 \cos^2 \bar{\Theta} - 1) + \right. \\
 & + \sqrt{6} T_1^2 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \right) \sin^2 \bar{\Theta} \cos \bar{\Phi} - \sqrt{6} T_2^2 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \right) \sin^2 \bar{\Theta} \cos 2\bar{\Phi} \left. \right] + \\
 & + 2 \left[F_{\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^-} (1) T_0^1 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \bar{\Theta} - F_{\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^-} (1) \cdot \right. \\
 & \cdot T_1^1 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right) \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sin \bar{\Theta} \cos \bar{\Phi} \left. \right] \quad (2.18)
 \end{aligned}$$

De manière générale, les coefficients $F_{kk}(J)$ sont faciles à déterminer. Par contre les coefficients $F_{k1}(J)$ avec $k \neq 1$, dépendent de la phase relative des amplitudes de désintégration. Il est donc difficile de les déterminer. A cause de ce problème, le terme $F_{\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^-} (1)$ ne peut pas être déterminé. Le programme de fit donnera donc deux valeurs globales:

$$S_0^1 \left(\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^- \right) = F_{\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^-} (1) T_0^1 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right)$$

$$S_1^1 \left(\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^- \right) = F_{\frac{3}{2}^+ \frac{1}{2}^-} (1) T_1^1 \left(\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^- \right)$$

(2.19)

REFERENCES

1. A. Kotański and K. Zalewski, Nucl. Phys. B4 (1968) 559-572.
2. A. Kotański and K. Zalewski, Nucl. Phys. B22 (1970) 317-326.
3. A. Kotański and K. Zalewski, Nucl. Phys. B13 (1969) 119-128.
4. Y. Iwasaki, "Progress on theoretical Physics", Vol.38, No.2 (1967).
5. Boreka et al., Il Nuovo Cimento, Vol.5A, M.1 (1971).
6. Walck et al., Preprint, Pre(19308).
7. André Mermoud, Thèse présentée à la Faculté des Sciences, Université de Genève, le 6.7.77.
8. R. Rodriguez Rubio, diplôme présenté à la Faculté des Sciences, Université de Genève.
9. "Conditions of density matrix elements and their application in resonance production". J. Daboul, Desy 67/28, August 1967.
10. A. Bialas and K. Zalewski, Nucl. Phys. B6 (1968) 465-477.
11. "Predictions of a Regge pole model with factorized residues for the reaction $p\bar{p} \rightarrow \Delta \bar{\Delta}$ " B.O. Enflo and I. Frick., Institute of theoretical Physics, University of Stockholm.
12. K.Gottfried and J.D. Jackson, Nuovo Cimento, Vol.XXXIII, M.2, (1964).
13. C. Caso and L. Girimonte, IFGE 75-05.
14. T. Böhringer, Thèse à l'Université de Genève, à paraître.
15. P. Siegrist, Thèse à l'Université de Genève, à paraître.
16. R. Baldi et al., "Large acceptance for Simple Event Topologies", paper submitted to the EPS Conference, Palermo (1975).

Liste des figures

- Fig. 1 Le dispositif expérimental
- Fig. 2 Résolution sur la mesure du TOF
- Fig. 3 Résolution sur la mesure de l'impulsion du proton
- Fig. 4 Vitesse en fonction de l'impulsion pour les 3 types de particules, avec les bandes d'impulsion des compteurs d'absorption
- Fig. 5 Distribution de la distance du vertex proton-faisceau des 3 traces vers l'avant des événements "à 3 traces".
- Fig. 6 Balance d'énergie pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\pi\pi p$
- Fig. 7 Distribution en masse effective ($\bar{p}\pi$) pour les événements $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\pi\pi p$ (12000 combinaisons)
- Fig. 8a,8b Définition des angles θ et ϕ dans les référentiels d'hélicité de voie S.
- Fig. 8c,8d Définition des angles θ et ϕ dans le référentiel de Gottfried-Jackson
- Fig. 9 Distributions angulaires brutes du proton venant de la désintégration du delta de recul. Les angles sont définis dans le système de Gottfried-Jackson.
- Fig.10 Distributions angulaires brutes de l'anti-proton provenant de la désintégration du delta émis vers l'avant. Les angles sont définis dans le système de Gottfried-Jackson.
- Fig.11 Distribution en fonction du moment transféré pour les événements bruts. Les croix correspondent aux événements Monte-Carlo.
- Fig.12 Distributions angulaires de l'anti-proton corrigées pour l'acceptance, dans le système de Gottfried-Jackson
- Fig.13 Distributions angulaires de l'anti-proton corrigées pour l'acceptance, dans le système d'hélicité de voie S.

- Fig.14 Comportement des tenseurs statistiques T_M^J et des contributions en fonction de t . Les valeurs sont calculées dans le système de Gottfried-Jackson.
- Fig.14b Comportement des tenseurs statistiques T_M^J et des contributions en fonction de t . Les valeurs sont calculées dans le système d'hélicité de voie S.
- Fig.15a Distributions angulaires de l'anti-proton dans le système de Gottfried-Jackson. La ligne continue représente le fit sous l'hypothèse d'une onde P_{33} pure.
- Fig.15b Distributions angulaires de l'anti-proton dans le système de Gottfried-Jackson. La ligne continue représente le fit sous l'hypothèse d'un bruit de fond d'onde S.

Liste des tables

- Table 1 Tranches d'impulsion des protons mesurées par le compteur d'absorption et interactions nucléaires. (échantillon d'événements $K^0\pi^+$ fittés).
- Table 2 Résultats du fit sur les distributions angulaires de l'anti-proton avec l'hypothèse d'une onde P_{33} pure. Les valeurs sont calculées dans le système de Gottfried-Jackson. La probabilité du Chi carré est de 6 %.
- Table 3 Résultats du fit sur les distributions angulaires de l'anti-proton avec l'hypothèse d'une onde P_{33} pure. Les valeurs sont calculées dans le système d'hélicité voie S. La probabilité du Chi carré est de 6 %.
- Table 4 Valeurs des tenseurs statistiques calculées dans le système de Gottfried-Jackson, avec l'hypothèse d'un bruit de fond d'onde S. La probabilité du Chi carré est de 40 %.

Table 5 Valeurs des tenseurs statistiques calculées dans le système d'hélicité de voie S avec l'hypothèse d'un bruit de fond d'onde S. La probabilité du Chi carré est de 40 %.

Table 6 Comparaison des résultats de cette expérience avec ceux des réf. 5 et 6 et avec des prévisions théoriques. Les valeurs des tenseurs statistiques sont calculées dans le système de Gottfried-Jackson.

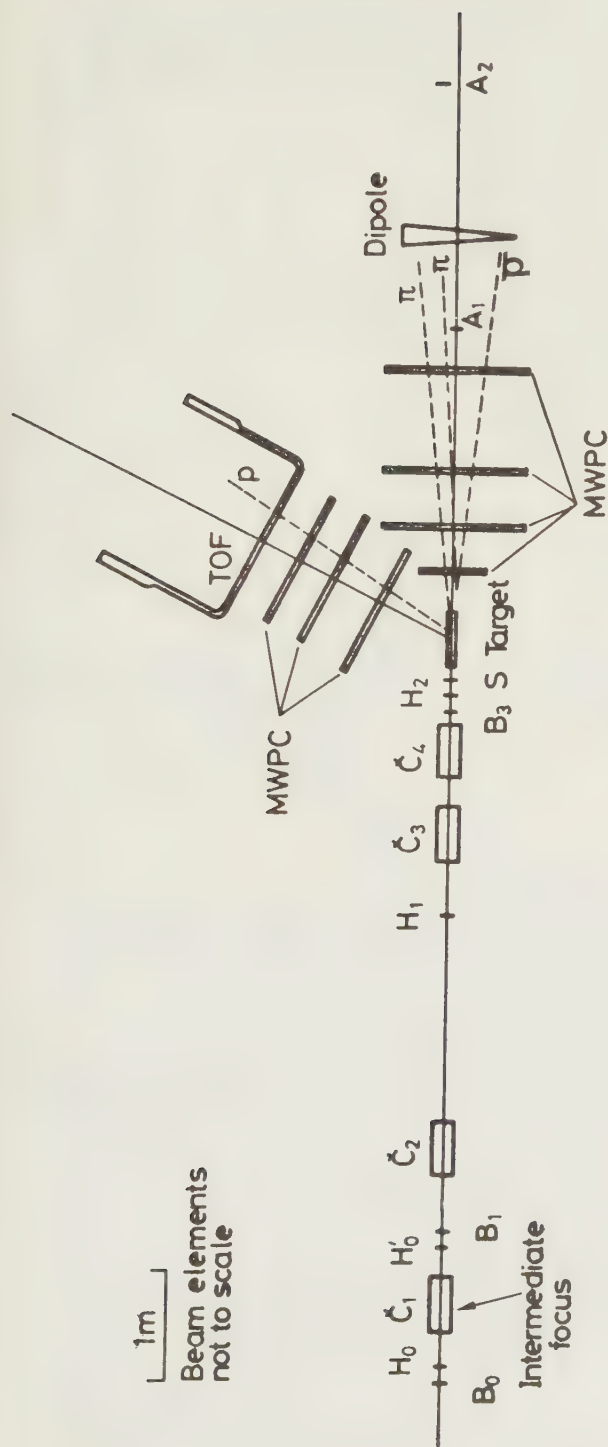


Figure 1

Particule stoppée dans	Impulsion du proton	Absorbés par interactions nu- cléaires avant le capteur R_1
$R_1 = T$	230 - 309 MeV	---
R_2	309 - 452 MeV	13.5 %
R_3	452 - 620 MeV	21. %
R_4	620 - MeV	30. %

Table 1. Tranches d'impulsion des protons mesurées par les compteurs d'absorption et interactions nucléaires (échantillon d'événements $k^0 \pi^+$ fittés).

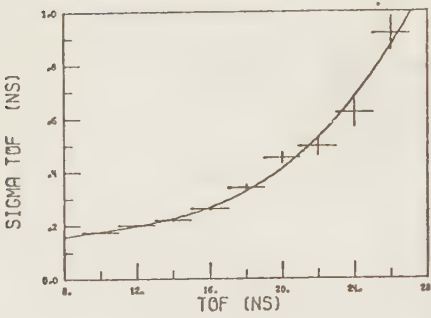


Fig.2 Résolution sur la mesure du TOF

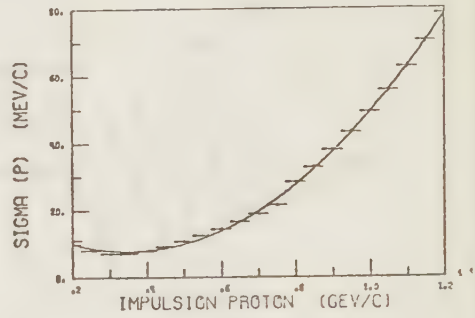


Fig.3 Résolution sur la mesure de l'impulsion du proton

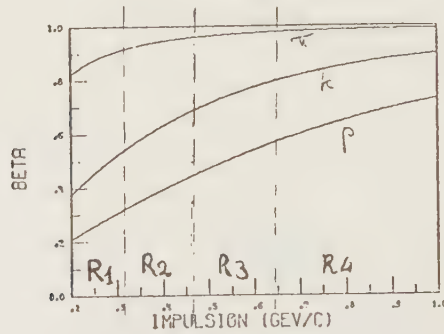


Fig.4 Vitesse en fonction de l'impulsion pour les 3 types de particule, avec les bandes d'impulsion des compteurs d'absorption.

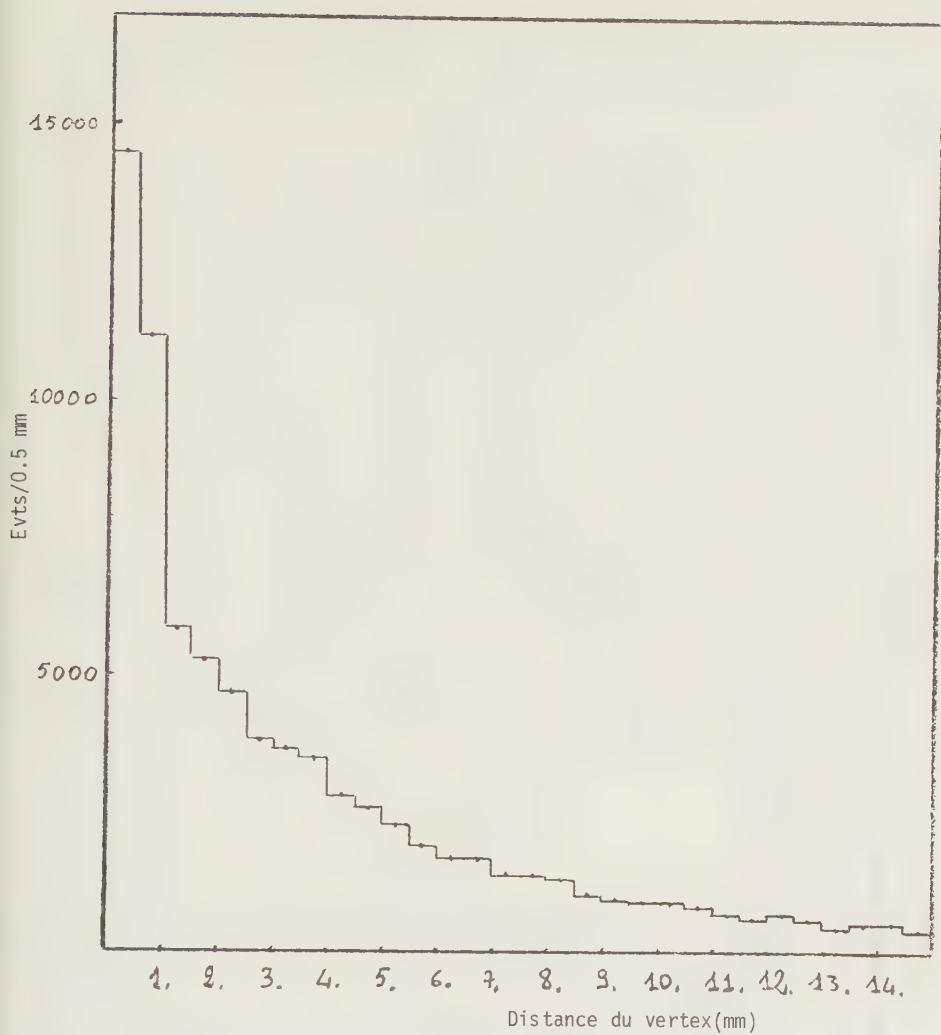


Fig.5

Distribution de la distance du vertex proton-faisceau des 3 traces vers l'avant des événements ''à trois traces''

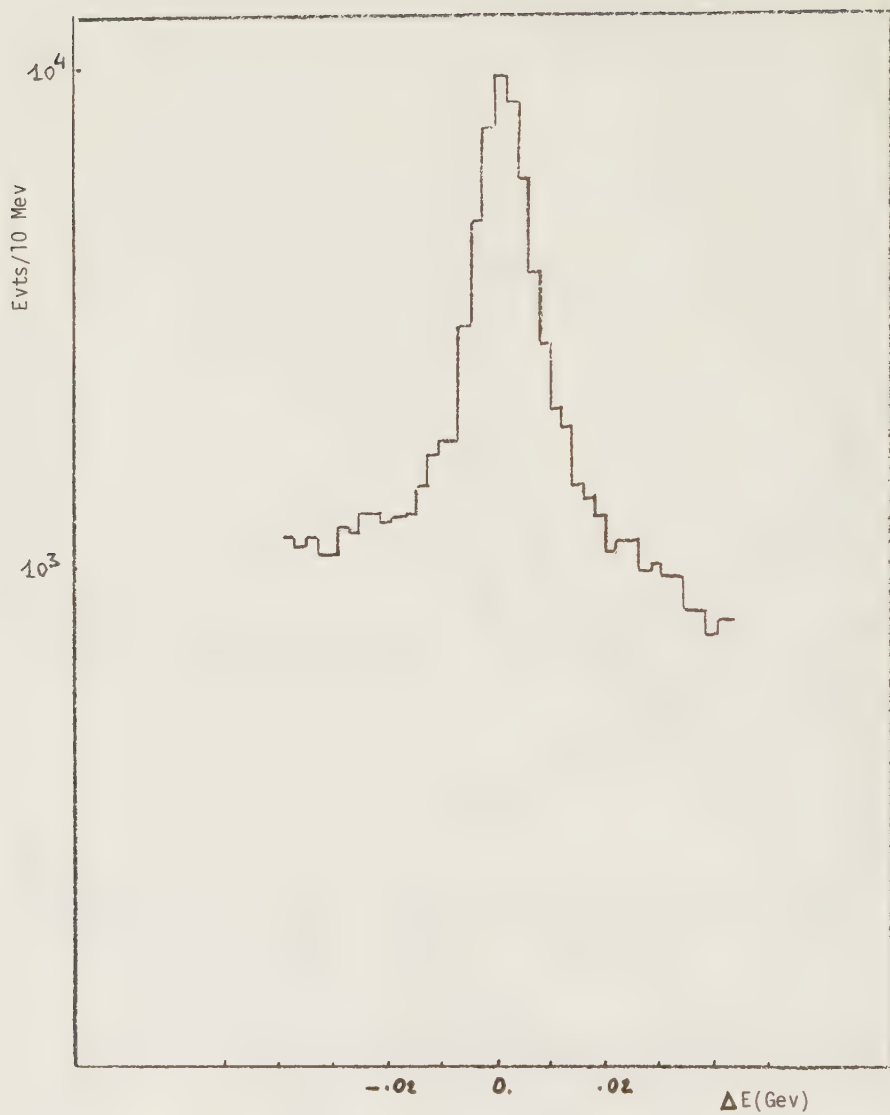


Fig.6

Balance d'énergie pour la réaction $\bar{p} p \rightarrow \bar{p} \pi^- \pi^+ p$

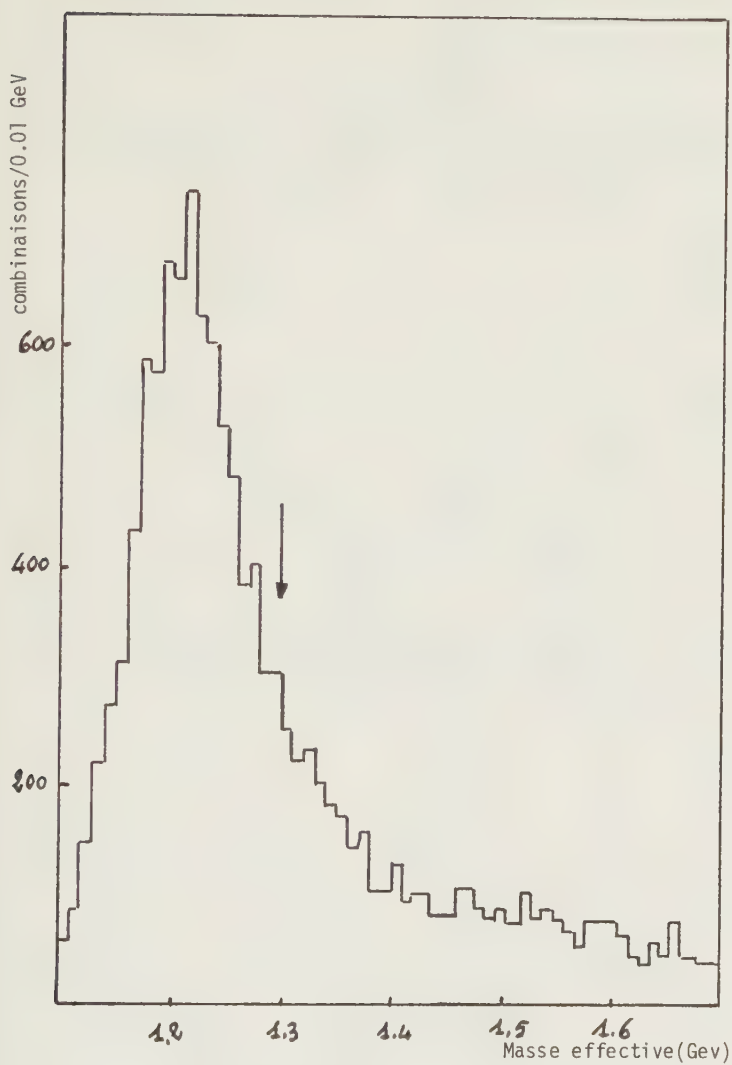
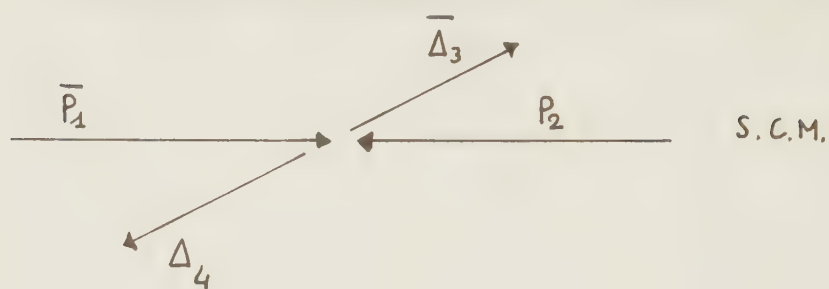


Fig.7

Distribution en Masse effective ($\bar{p}\pi$) pour les événements
 $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\pi\pi p$ (12000 combinaisons)

Référentiel d'hélicité de voie S



Pour la désintégration du $\vec{\Delta}_3$

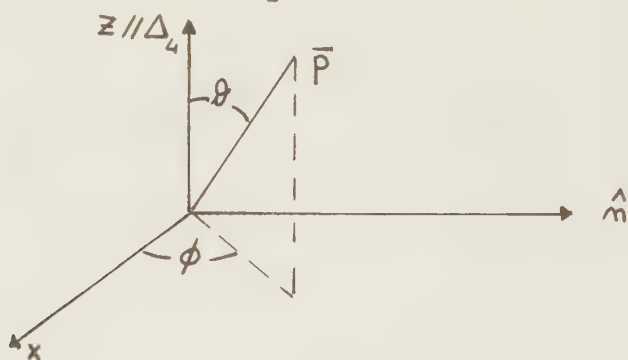


Fig.8a

Pour la désintégration du $\vec{\Delta}_4$

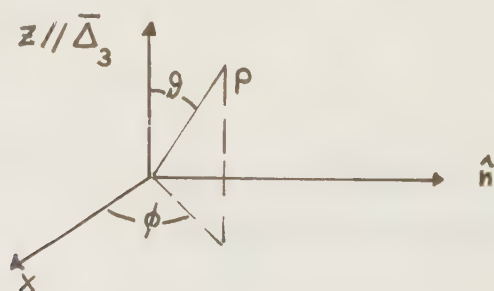
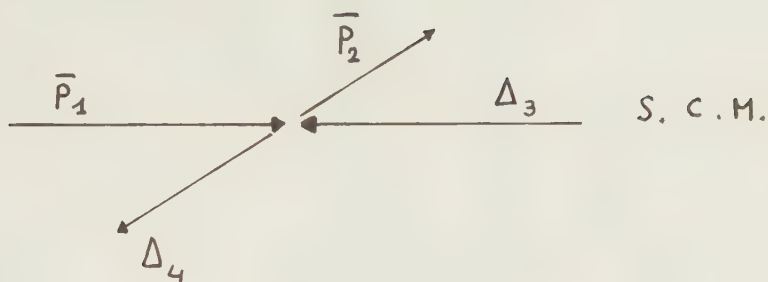


Fig.8b

Système de Gottfried-Jackson



Pour la désintégration du Δ_3

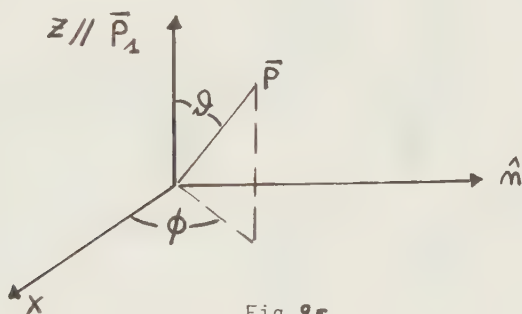


Fig. 8 c

Pour la désintégration du Δ_4

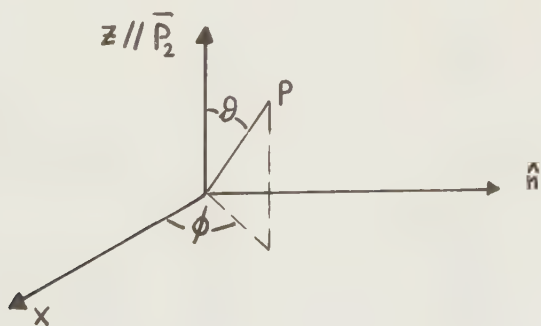


Fig. 8 d

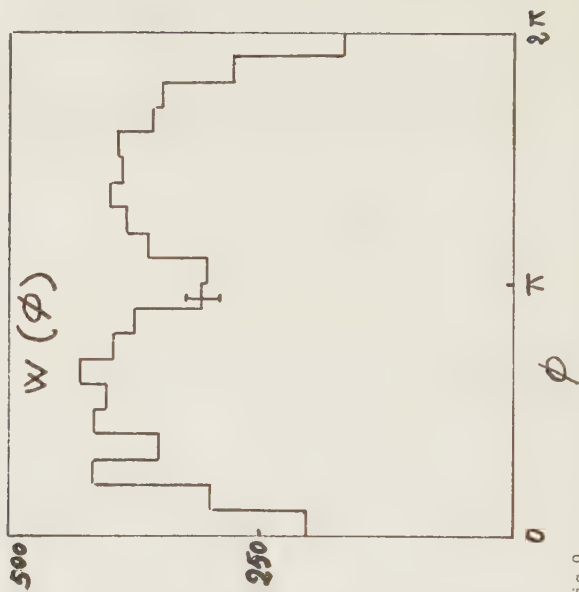
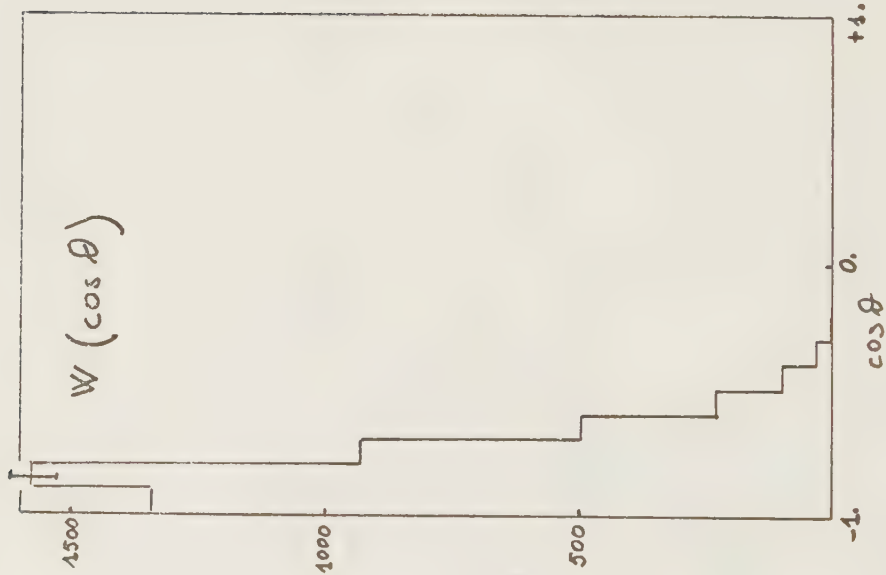


Fig. 9

Distributions angulaires brutes du proton venant de la désintégration du Delta de recul. (Syst. de G-J).

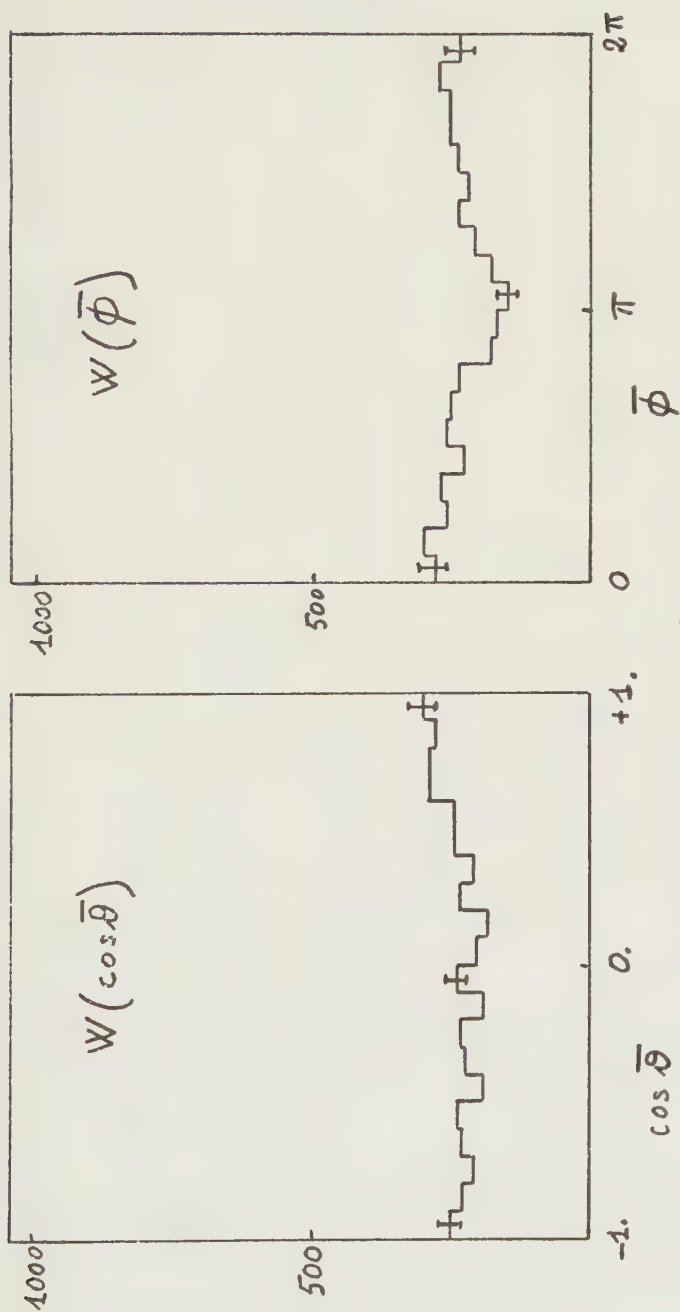


Fig.10

Distributions angulaires brutes de l'anti proton venant de la désintégration du $\bar{\Delta}$. Les angles sont définis dans le système de Gottfried-Jackson



Fig.11

Distribution en fonction du moment transféré pour les événements bruts. Les croix correspondent aux événements Monte Carlo

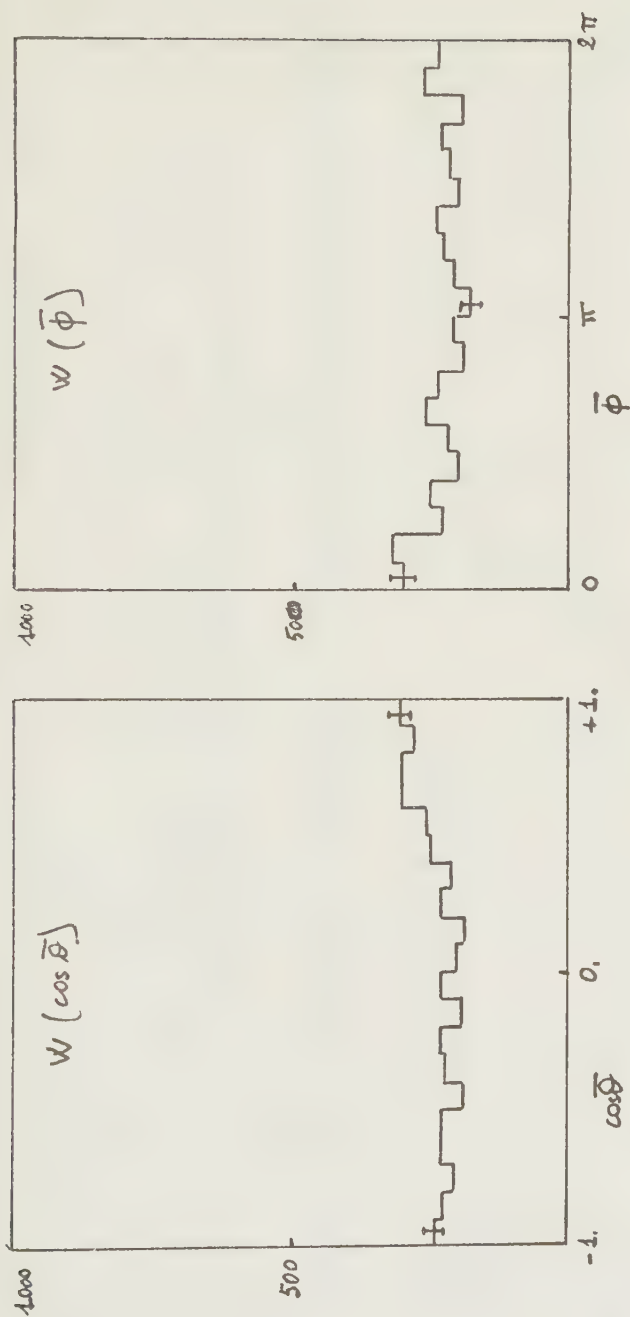


Fig.12
Distributions angulaires de l'anti proton corrigées pour l'acceptance , dans le système de Gottfried-Jackson

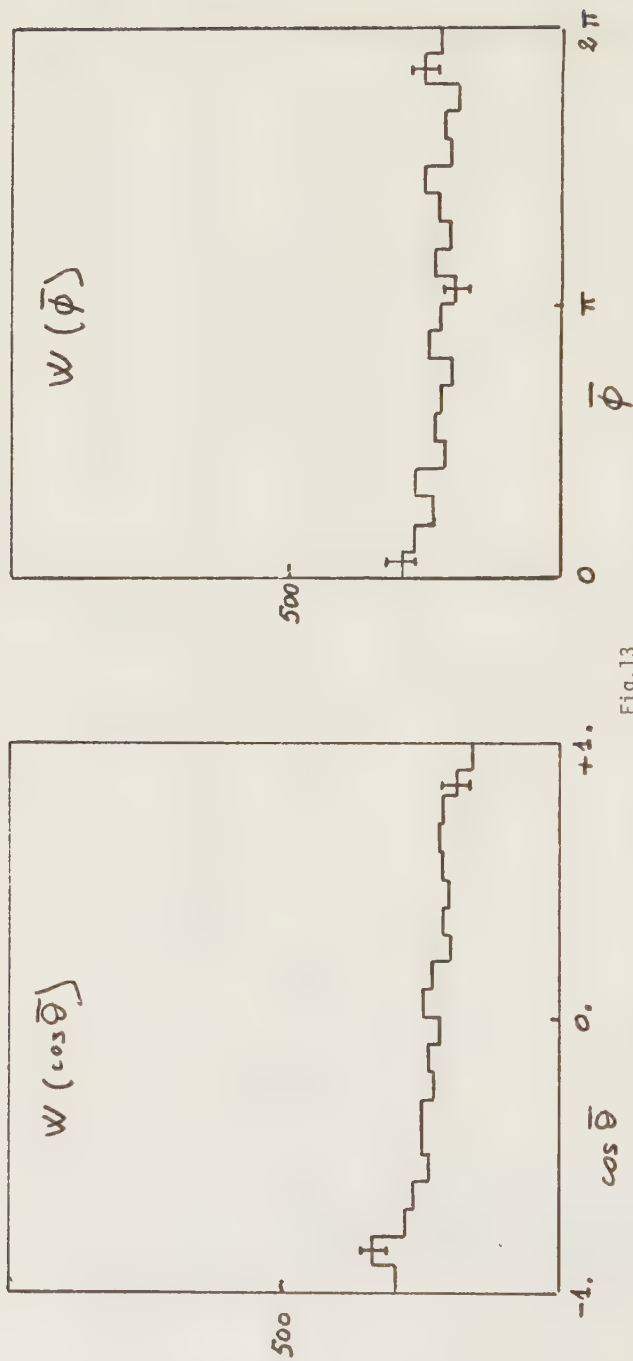


Fig.13

Distributions angulaires de l'anti proton corrigées pour l'acceptance, dans le système d'hélicité de voie S.

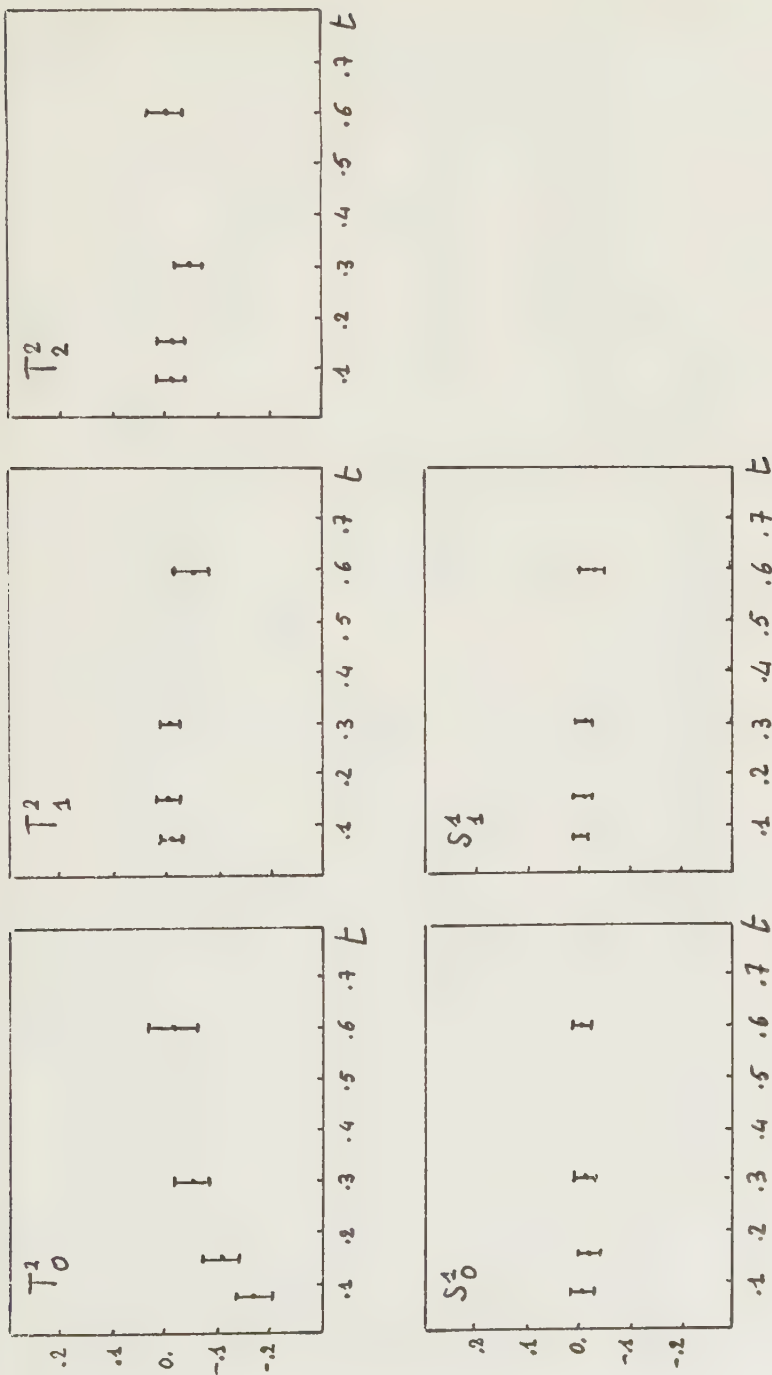


Fig.14a Comportement des tenseurs statistiques T^j_M et des contributions d'onde S en fonction de t .
Les valeurs sont calculées dans le système de Gottfried-Jackson

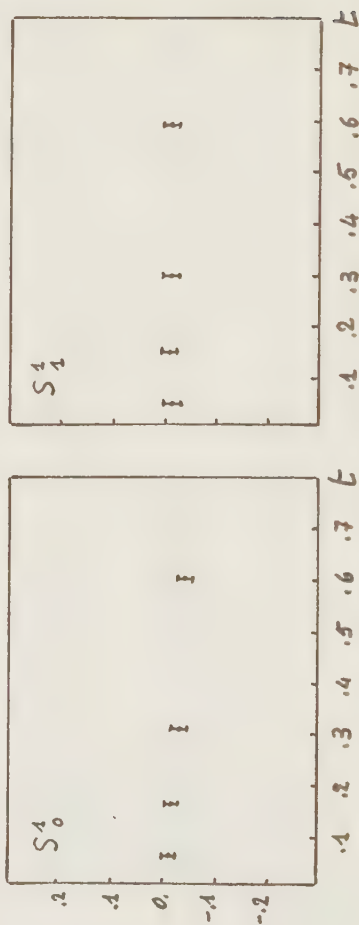
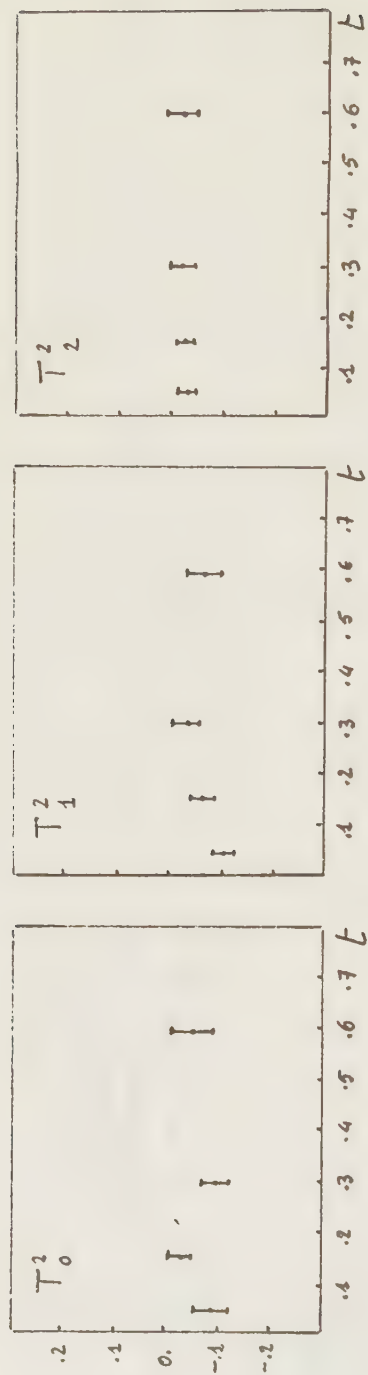


Fig. 14b- Comportement des tenseurs statistiques T_M^J et des contributions d'onde S en fonction de t .

Les valeurs sont calculées dans le système d'hélicité voie S .

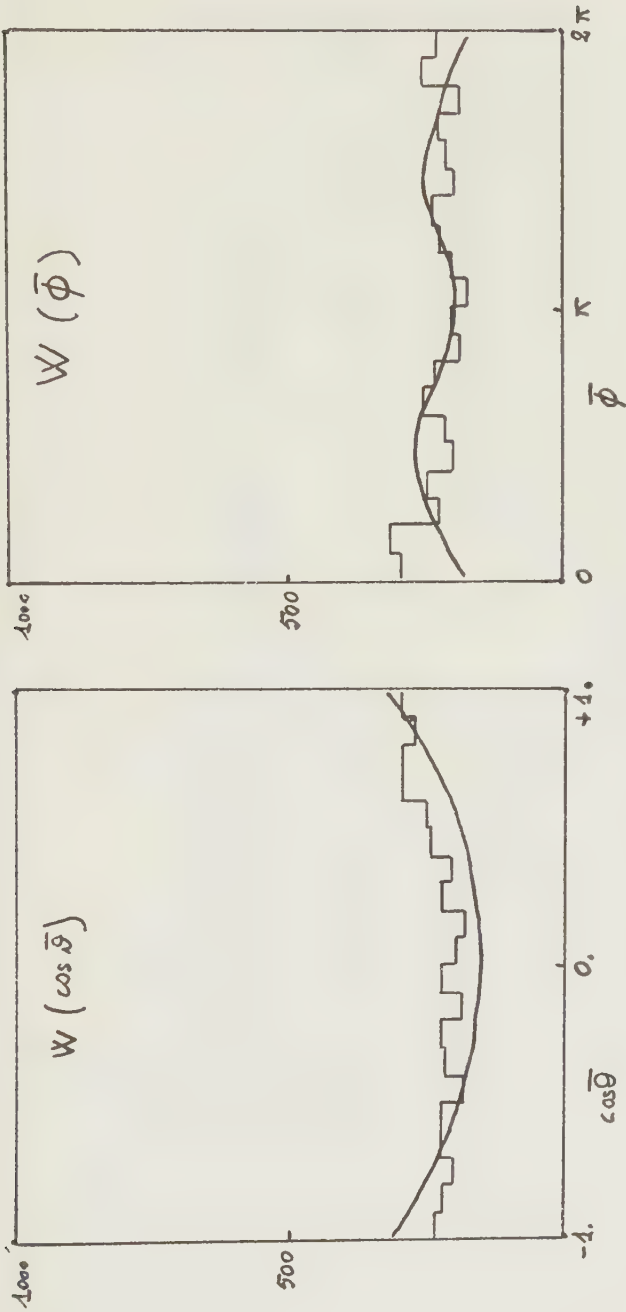


Fig. 15a

Distributions angulaires de l'anti proton dans le système de Gottfried-Jackson
La ligne continue représente le fit sous l'hypothèse d'une onde P_{33} pure.

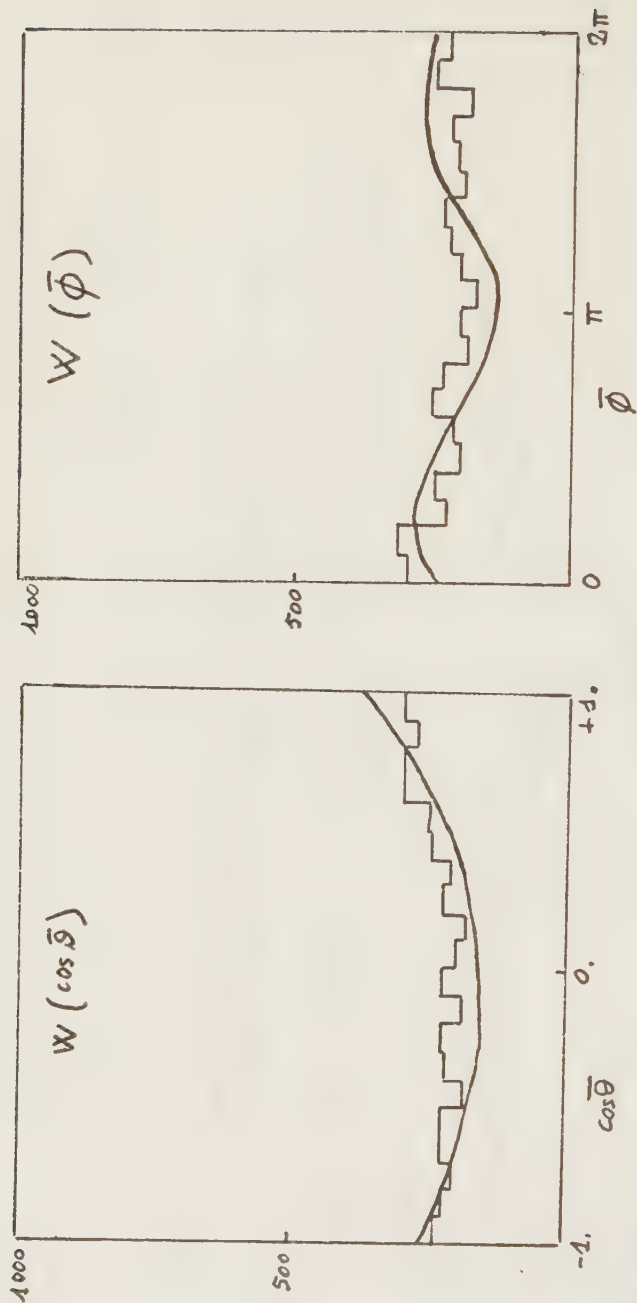


Fig. 15b

Distributions angulaires de l'anti proton dans le système de Gottfried-Jackson
La ligne continue représente le fit sous l'hypothèse d'un bruit de fond d'onde S.

$$T_0^2 = -0.126 \pm 0.025$$

$$T_1^2 = 0.025 \pm 0.017$$

$$T_2^2 = 0.044 \pm 0.017$$

Tab.2

Résultats du fit sur les distributions angulaires de l'anti proton avec l'hypothèse d'une onde P_{33} pure. Les valeurs du Tab.2 sont calculées dans le système de Gottfried-Jackson, celles du Tab.3 dans le système d'hélicité voie S. La probabilité du χ^2 est de 6%.

$$T_0^2 = -0.022 \pm 0.016$$

$$T_1^2 = -0.063 \pm 0.016$$

$$T_2^2 = -0.018 \pm 0.016$$

Tab.3

	tout l'intervalle de t	$t \leq 0.4$	$0.4 < t \leq 0.2$	$0.2 < t \leq 0.4$	$t > 0.4$
T_0^2	-0.103 ± 0.015	-0.168 ± 0.032	-0.112 ± 0.027	-0.053 ± 0.029	-0.024 ± 0.039
T_1^2	0.013 ± 0.010	0.027 ± 0.022	0.002 ± 0.018	0.006 ± 0.021	0.053 ± 0.028
T_2^2	0.019 ± 0.010	-0.013 ± 0.024	0.015 ± 0.018	0.048 ± 0.020	0.002 ± 0.028
S_0^4	0.013 ± 0.002	0.007 ± 0.004	0.023 ± 0.003	0.014 ± 0.004	0.008 ± 0.005
S_1^4	-0.010 ± 0.002	-0.005 ± 0.003	-0.009 ± 0.002	-0.012 ± 0.003	-0.027 ± 0.003

Tab. 4- Valeurs des tenseurs statistiques calculées dans le système de Gottfried-Jackson avec l'hypothèse d'un bruit de fond d'onde S.

La probabilité du chi carré est de 40 %.

	tout l'intervalle de t	$t \leq 0,1$	$0,1 < t \leq 0,2$	$0,2 < t \leq 0,4$	$t > 0,4$
T_0^2	$-0,016 \pm 0,045$	$-0,085 \pm 0,033$	$-0,026 \pm 0,026$	$0,094 \pm 0,029$	$-0,054 \pm 0,041$
T_1^2	$-0,057 \pm 0,041$	$-0,114 \pm 0,021$	$-0,063 \pm 0,019$	$-0,034 \pm 0,020$	$-0,053 \pm 0,029$
T_2^2	$-0,044 \pm 0,041$	$-0,034 \pm 0,021$	$-0,028 \pm 0,018$	$0,013 \pm 0,020$	$-0,025 \pm 0,029$
S_0^1	$-0,021 \pm 0,002$	$-0,012 \pm 0,004$	$-0,021 \pm 0,004$	$-0,033 \pm 0,004$	$-0,040 \pm 0,005$
S_1^1	$-0,005 \pm 0,002$	$0,001 \pm 0,001$	$-0,009 \pm 0,002$	$-0,004 \pm 0,003$	$-0,005 \pm 0,004$

Tab. 5- Valeurs des tenseurs statistiques calculées dans le système d'hélicité de voie S

avec l'hypothèse d'un bruit de fond d'onde S.

La probabilité du chi carré est de 40 %.

	Boreka et al. 12 GeV/c	Walck et al. 9.1 GeV/c	Come expé. 10 GeV/c	Model d'absorption	simple échange de π
T_0^2	$-.13 \pm .02$	$-.136 \pm .025$	$-.103 \pm .045$	$-.20$	$-.50$
T_1^2	$.01 \pm .02$	—	$.013 \pm .010$	$.11$	$0.$
T_2^2	$.03 \pm .02$	$.014 \pm .016$	$-.019 \pm .040$	$.06$	$0.$

Tab. 6- Les valeurs des tenseurs
sont calculées dans le système
de Gottfried - Jackson

